

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Kai-Martin Knaak
Hamburg

Tag der Disputation: 21. Juli 2000

`\newpage{\pagestyle{empty}\cleardoublepage}`

Laserunterstützte Spannungsmesstechnik.

Konzeption und Aufbau eines Experiments zur spektroskopischen Messung von Hochspannung

Gutachter: Prof. Dr. Heinz Jürgen Kluge

Priv. Doz. Dr. Rudolph Grimm

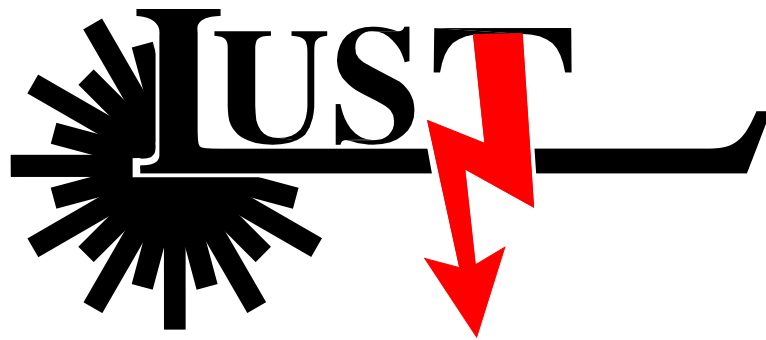
Kurzzusammenfassung

Die Genauigkeit von Hochspannungsmessungen mit Hilfe von Spannungsteilern wird begrenzt durch die technisch bedingte Ungenauigkeiten der Widerstände. In der vorliegenden Dissertation wird eine alternative Technik vorgestellt, bei der Ionen mit der zu messenden Spannung zu einem schnellen Ionenstrahl beschleunigt werden. Die Lichtfrequenz mit der ein parallel überlagerter Laserstrahl die Ionen zur Resonanz anregen kann, ist durch den Dopplereffekt gegenüber der Resonanzfrequenz ruhender Ionen verschoben. Auf diese Weise wird die Messung der Hochspannung in eine Frequenzmessung überführt, die sich mit höchster Genauigkeit durchführen lässt. Zur Demonstration des Messprinzips wurde ein Prototyp für bis zu 50 kV aufgebaut, bei dem die zu messende Spannung zwischen einer Ionenquelle für einfach ionisiertes Calcium und einer Fluoreszenzkammer angelegt wird. Die Ca-Ionen werden mit dem Licht von Diodenlasern angeregt, die durch volumenholographische Transmissionsgitter optisch stabilisiert sind. Die Frequenz der Laser wird mithilfe eines hochgenauen Wavemeters bestimmt, das für diesen Zweck entwickelt wurde.

Abstract

The precision of HV voltmeters based on voltage dividers is limited by the systematic errors induced by nonlinear currents and resistive drift. This PhD thesis demonstrates an alternative approach, that relies on accelerating calcium ions with the potential to be measured. The resulting fast ion beam is collinearly superposed with a diode laser beam tuned to an optical resonance of the ions. Comparison to a cesium stabilized reference laser yields the absolute laser frequency to within a MHz. Now the accelerating voltage can be determined via the dopplershift of the optical resonance. Thus collinear laser spectroscopy translates the voltage measurement into an absolute determination of an optical frequency. A prototype of the voltmeter is presented, that was designed for voltages up to 50 kV. It employs diode lasers using volume holographic gratings, a surface ionisation source and a compact precision wavemeter to achieve high accuracy while being transportable.

INAUGURAL-DISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg



**Laserunterstützte
Spannungsmesstechnik**
Konzeption und Aufbau eines Experiments zur
spektroskopischen Messung von Hochspannung

vorgelegt von
Kai-Martin Knaak
aus Hamburg

Tag der Disputation: 21. Juli 2000

“We demand rigidly defined areas of doubt and uncertainty!”

[Ada79, Seite 130]

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das Konzept	3
2.1. Kollineare Spektroskopie	3
2.2. Experimenteller Rahmen	6
2.3. Wahl eines geeigneten Fluoreszenz-Übergangs	6
2.4. Lasersystem	8
2.4.1. Diodenlaser mit optischer Rückkopplung	9
2.4.2. Rückkoppelung durch ein volumenholographisches Gitter	11
2.4.3. Mit Gitter und externem Resonator rückgekoppelter Diodenlaser (GECDL)	11
2.5. Ionenquelle	13
2.6. Frequenzmessung durch Wavemeter	13
2.7. Referenzfrequenz	15
2.8. Fehlerquellen	15
3. Realisation eines Prototypen	21
3.1. Laser	21
3.1.1. Volumenholographische Transmissionsgitter	21
3.1.2. Littman-Metcalf-Aufbau mit volumenholographischem Gitter	22
3.1.3. Mit Gitter und externem Resonator rückgekoppelter Diodenlaser (GECDL)	24
3.1.4. Piezooptischer Modulator	25
3.1.5. Stabilisierung auf die Hyperfeinstruktur der Cs-D ₂ -Linie	26
3.2. Ionenstrahl	30
3.2.1. Ionenquelle	30
3.2.2. Ionenoptik der Ionenquelle	32
3.2.3. Qualitative Strahldiagnose	35
3.2.4. Quantitative Strahldiagnose	36
3.2.5. Überlagerung von Laser- und Ionenstrahl	36
3.2.6. Beschleunigung	37
3.2.7. Fluoreszenznachweis	38
3.3. Wavemeter	40
3.3.1. Mach-Zehnder-Interferometer mit Faseroptik	40
3.3.2. Auswertung der Interferometer-Signale	42
3.3.3. Justage	44
3.3.4. Technische Realisation	45
3.4. Fehlerbilanz	47

4. Stand des Projektes	51
4.1. Lasersystem	51
4.2. Ionenstrahl	53
4.3. Wavemeter	54
4.4. Gesamt	54
5. Ausblick	56
5.1. Vergleichs- und Kalibrationsmessungen	56
5.1.1. Wavemeter	56
5.1.2. Kalibration der Ionenquelle	57
5.1.3. Der Einfluss vorzeitiger Fluoreszenz	57
5.1.4. Spannungsmessung	57
5.2. Weiterentwicklung des GECDL-Lasers	57
5.3. Weiterentwicklung des Wavemeters	58
5.3.1. Genauere Referenzfrequenz	58
5.3.2. Erweiterung des Wellenlängenbereichs	59
5.4. Weiterentwicklung des Messkonzeptes	59
5.4.1. Messung höherer Spannungen	59
5.4.2. Gleichzeitige kollineare und antikollineare Anregung	60
5.4.3. Alternativen zum Wavemeter	60
5.4.4. Verstärkung des Fluoreszenzsignals durch Optisches Pumpen	60
5.4.5. Spannungsmessung zwischen zwei Resonanzkammern	61
5.4.6. Messung von Wechselspannung	63
5.4.7. Einsatz für Neutrinomassen-Messung	63
6. Zusammenfassung	65
A. Schaltpläne	71
A.1. Berührungsloser Schalter im Vakuum	71
A.2. Laserregelung (Lockotronik)	72

Abbildungsverzeichnis

2.1. Prinzip-Skizze kollinearer Spektroskopie	4
2.2. Gewährleistung der kollinearen Geometrie durch eine Blende	6
2.3. Termschema von Ca^+	8
2.4. Diodenlaser mit optischer Rückkopplung	9
2.5. Prinzip-Skizze eines volumenholographischen Transmissionsgitters.	11
2.6. Schema des Diodenlasers mit kombiniertem Gitter und Resonator	12
2.7. Ionisation in einem durch Elektronenstoß geheizten Hohlraum	13
2.8. Termschema von atomaren Cäsium	15
2.9. Messfehler durch Potentialverschiebungen in der Ionenquelle	16
2.10. Fehler der Spannungsmessung durch Winkel-Abweichung	17
2.11. Fehler der Spannungsmessung durch Fehler in der Messung der Anregungsfrequenz	18
2.12. Potentialverschiebung durch die Raumladung des Ionenstrahls	19
3.1. Herstellung eines volumenholographischen Transmissionsgitters	22
3.2. Littman-Metcalf-Aufbau mit volumenholographischem Transmissions-Gitter .	23
3.3. Aufbau eines Diodenlasers mit Transmissionsgitter und Resonator (GECDL). .	24
3.4. Aufbau der Cäsium-Spektroskopie	25
3.5. Das Cs-Spektrum $F=4 \rightarrow F'=3,4,5$	27
3.6. Das Cs-Spektrum $F=3 \rightarrow F'=2,3,4$	28
3.7. Skizze der Ionenstrahl-Apparatur	29
3.8. Querschnitt der Ionenquelle im Detail	31
3.9. Das Feld der kollimierenden Ionenoptik	33
3.10. Simulierte Bahn der Ionen nach der Extraktion aus dem Ionisator	34
3.11. Ablaufdiagramm der Simulation der Ionenoptik	35
3.12. Überlagerung von Ionen- und Laserstrahl	37
3.13. Justage des kollinearen Laserstrahls	38
3.14. Simulation der Beschleunigungsstrecke	39
3.15. Prinzipskizze des Wavemeters	41
3.16. Die Auswertung des Interferometer-Signals im Wavemeter	42
3.17. Abtastung des Mess-Signals im Wavemeter	43
3.18. Frontansicht des Wavemeters	46
3.19. Beat-Experiment zweier geregelter Diodenlaser	47
3.20. Gesamtfehler des Prototypen	49
4.1. Beat-Spektren der Diodenlaser im Littman-Metcalf- und im GECDL-Aufbau .	52
4.2. Erstes Fluoreszenzlicht vom $\text{Ca}^+\text{-Ionenstrahl}$	55

5.1. Erweiterung des Frequenzbereichs des Wavemeters	59
5.2. Spannungsmessung zwischen zwei Resonanzkammern	61
5.3. Messung von Wechselspannung	62
A.1. Funktions-Skizze der Lockotronik	73

1. Einleitung

Das Volt als Maß für die elektrische Spannung ist eine der physikalischen Grundeinheiten. Seit 1991 wird der Primärstandard der Spannung durch den Josephson-Effekt realisiert, der bei einer angelegten Radiofrequenz von 70 GHz einen Wert von $150\text{ }\mu\text{V}$ hat [Kos91]. Durch eine Hintereinanderschaltung von 10^5 Josephson-Übergängen kann ein Spannungsnormal von 10 V realisiert werden [Göb97]. Wegen des Aufwands, den bereits das Spannungsnormal für 10 V bedeutet, ist eine weitere Aneinanderreihung, die Hochspannungen oberhalb einiger kV erreicht, nicht praktikabel. Bei einer Übertragung auf größere Spannungen mithilfe von Spannungsteilern ist die Genauigkeit durch die Kalibration der Widerstände der Spannungsteiler begrenzt. Dies stößt auf erhebliche messtechnische Probleme, denn der quantisierte Halleffekt als Primärstandard für Widerstände, bezieht sich mit $h/e^2 \simeq 2.5\text{ k}\Omega$ auf einen um mehrere Größenordnungen kleineren Wert als die Widerstandswerte, die in Hochspannungsteilern eingesetzt werden. Es zeigt sich, dass insbesondere bei Hochspannungen die Genauigkeit durch systematische, zum Teil zeitlich veränderliche Abweichungen der Widerstände auf etwa $2 \cdot 10^{-6}$ beschränkt wird [Pet97]. Dazu kommt, dass Präzisions-Hochspannungsteiler nur sehr eingeschränkt transportabel sind. Daher erfolgen Vergleichsmessungen nicht direkt, sondern über einen Eichwiderstand, der an den verschiedenen Standorten der Hochspannungsteilern vermessen wird [Mar86]. Aus diesen Beschränkungen ergibt sich das Bedürfnis nach einem alternativen Hochspannungsnormal, das ohne Spannungsteiler auskommt und ohne Kalibrierung eine Genauigkeit von $\delta U/U = 10^{-5}$ oder besser erlaubt. In der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig (PTB) und in der Universität Mainz wurden zu diesem Zweck Vorversuche unternommen, die ausnutzten, dass das einer bestimmten Spannung entsprechende elektrische Feld für geladene Teilchen ein konservatives Potential darstellt. Daher lässt sich aus der Zunahme der Geschwindigkeit auf die Höhe der beschleunigenden Spannung schließen. In PTB wurde beginnend im Jahr 1980 ein Verfahren erprobt, bei dem Elektronen mit der zu messenden Spannung beschleunigt werden [Kin83]. Der Elektronenstrahl wird dabei durch kleine Blenden in einen genau vermessenen Hochfrequenzresonator gelenkt. Die Elektronen gelangen nur in dem Moment in den Resonator, an dem das elektrische Feld an der Blende verschwindet. Sie können den Hohlraum nur dann durch die gegenüberliegende Austrittsblende verlassen, wenn die Periode der Hochfrequenz gerade ein vielfaches der halben Flugzeit der Elektronen innerhalb des Resonators ist. In diesem Fall lässt sich zusammen mit den Abmessungen des Resonators aus der Hochfrequenz auf die Geschwindigkeit der Elektronen und damit auf die beschleunigende Hochspannung schließen. Es stellte sich heraus, dass technische Probleme die Genauigkeit auf etwa $\delta U/U = 10^{-4}$ beschränken [Luc90]. Daher wurde dieses Verfahren verworfen.

Eine alternative Methode zur präzisen Messung der Geschwindigkeit beschleunigter Teilchen besteht in der Bestimmung des Dopplereffektes in kollinearer Geometrie. Im Inertialsystem der Teilchen wird die Frequenz von Licht, dass der Bewegung des Teilchens entgegenläuft,

niedriger wahrgenommen als im ruhenden Laborsystem. Dies lässt sich anschaulich dadurch verstehen, dass das Teilchen den Wellenzügen des Lichts entgegenkommt und so pro Zeiteinheit mehr Wellenkämme erlebt, als wenn es stehen würde. Die Anregung einer optischen Resonanz des beschleunigten Teilchens erfolgt daher bei einer Frequenz, die unter der Resonanzfrequenz des ruhenden Teilchens liegt. Analog ist die Resonanzfrequenz bei der Anregung durch Licht, das in Bewegungsrichtung der Teilchen eingestrahlt wird, nach oben verschoben. Aus der Differenz dieser beiden Lichtfrequenzen lässt sich dann die Geschwindigkeit der Teilchen und damit die Höhe der Beschleunigungsspannung bestimmen [Pou82]. Diese Übersetzung der Spannung in eine Frequenzdifferenz erlaubt den Einsatz erprobter Präzisionsmessmethoden zur Frequenzmessung. Da die Genauigkeit letztlich nur durch den Fehler begrenzt wird, bis auf den das Verhältnis e/m der Ladung zur Masse der Teilchen bekannt ist, wurde die spektroskopische Methode sogar als Primärstandard für Spannung vorgeschlagen [Pou88].

Die Wahl der beschleunigten Teilchenart ist von großer Bedeutung für die technische Realisation der Spannungsmessung. Je kleiner die Masse des beschleunigten Teilchens ist, desto größer ist bei gleicher Beschleunigungsspannung seine Geschwindigkeit und damit die Frequenzverschiebung. Daher wurde für einen ersten Versuch in Mainz ein spektroskopisches Spannungsnormals aufzubauen, Protonen gewählt [Len88]. Nach einer Neutralisation durch Cäsiumdampf kann an dem entstehenden Wasserstoff-Atomstrahl der optische Übergang $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ untersucht werden. Wegen der Schwierigkeit einen monoenergetischen Protonenstrahl zur Verfügung zu stellen wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt.

Für das in der vorliegenden Dissertation beschriebene Konzept zur spektroskopischen Spannungsmessung wurden daher Calcium-Ionen gewählt, die in einer Oberflächenionisationsquelle mit geringer Energieunschärfe hergestellt werden können. Diese Ionen bieten zusätzlich den Vorteil, dass sie mit Licht von Diodenlasern optisch angeregt werden können. Wegen der im Vergleich zum Wasserstoff höheren Masse muss die Dopplerverschiebung der Frequenz des Anregungslichts bis auf wenige MHz bekannt sein, um eine Genauigkeit von $\delta U/U = 10^{-5}$ zu erreichen. Ein Wavemeter, das die Frequenz des Anregungslichts bestimmt, ist daher neben dem Lasersystem und dem Ionenstrahl die dritte wesentliche Komponente.

Der in den folgenden Kapiteln vorgestellte Aufbau eines Voltmeters auf der Basis von kollinearere Spektroskopie hebt sich durch den intensiven Lasereinsatz von anderen Ansätzen zur Messung von Hochspannung ab. Daher trägt dieses Experiment den Namen Laserunterstützte Spannungsmesstechnik (LUST).



2. Das Konzept

Das in dieser Arbeit verfolgte Konzept besteht darin, Ionen mit der zu messenden Spannung zu beschleunigen und die resultierende kinetische Energie E_{kin} der Ionen zu bestimmen. Eine Beschleunigung in einem statischen elektrischen Feld mit der Spannungsdifferenz U erhöht die kinetische Energie der Ionen mit der Ladung q um den Betrag qU . Die Bestimmung dieser Energie erfolgt spektroskopisch durch die Beobachtung der Fluoreszenz, die durch eine Überlagerung eines Laserstrahls mit dem Ionenstrahl ausgelöst wird (vgl. Abb. 2.1). Auf Grund der Bewegung ist die für Fluoreszenz nötige Laserfrequenz f gegenüber der Anregungsfrequenz f_0 ruhender Ionen verschoben — Man nennt dies Dopplereffekt.

$$f(\beta, \alpha) = f_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos(\alpha)} \quad (2.1)$$

Dabei ist α der Winkel zwischen Ionen-Bahn und Laserstrahl und $\beta = v/c$ das Verhältnis von Ionen-Geschwindigkeit v zu Lichtgeschwindigkeit c . Wenn die kinetische Energie der Ionen allein aus elektrostatischer Beschleunigung stammt, dann lässt sich aus der Frequenz $f(\beta, \alpha)$ auf die Potential-Differenz zwischen dem Startpunkt der Beschleunigung und dem Ort der Anregung schließen. Das heißt, es wird die Spannung gemessen, die zwischen Ionenquelle und Fluoreszenzkammer anliegt.

Für die genaue Bestimmung der kinetischen Energie ist es günstig, den Winkel $\alpha = 0$ oder $\alpha = \pi$ zu wählen. In diesen Fällen ist die Dopplerverschiebung maximal. Außerdem lassen sich diese beiden Winkel durch geometrische Vorkehrungen besonders genau realisieren (vgl. Abb. 2.2).

2.1. Kollineare Spektroskopie

Das Prinzip, für spektroskopische Untersuchungen einen Teilchenstrahl, wie in Abb. 2.1 skizziert, parallel oder antiparallel mit einem Laserstrahl zu überlagern, wird *Kollineare Spektroskopie* genannt. Es wurde erstmals 1976 von S. L. Kaufman beschrieben [Kau76] und seitdem für eine Vielzahl von spektroskopischen Messungen eingesetzt [Neu87]. Einige Eigenschaften machen die kollineare Spektroskopie für einen Aufbau zur Spannungsmessung besonders attraktiv. Durch die Beschleunigung im konservativen elektrostatischen Potential vermindert sich die Breite der Geschwindigkeitsverteilung so stark, dass die Doppler-Verbreiterung bedeutungslos wird. Dadurch werden alle Ionen gleichzeitig angeregt, und es kann mit geringen Strahlintensitäten gearbeitet werden.

Die Umsetzung der Spannungsmessung in eine Messung von Lichtfrequenzen erlaubt den Einsatz einer Vielzahl zur Frequenz-Messung optimierter Verfahren. Bei entsprechend hohem experimentellen Aufwand sind optische Frequenz-Messungen mit Genauigkeiten im Bereich 10^{-13} möglich [Ude97b], was weit über den Anforderungen der hier beschriebenen Anwendung liegt.

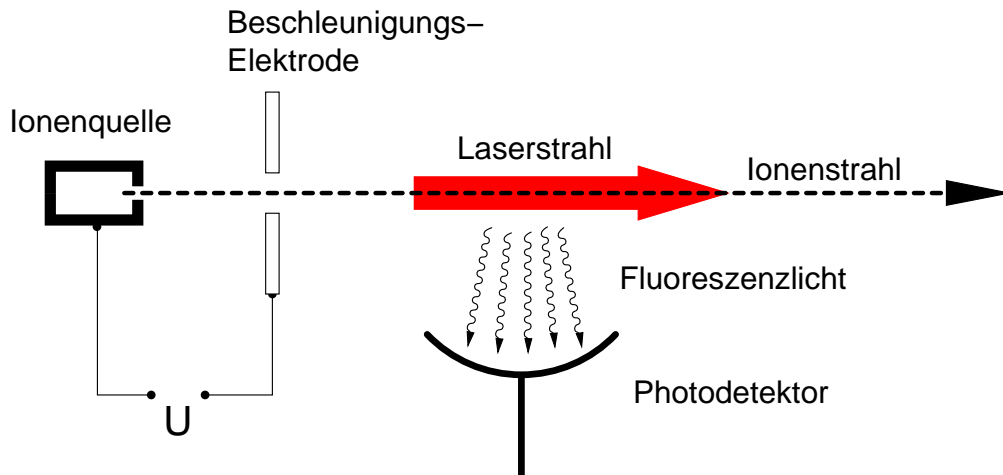


Abb. 2.1.: Prinzip-Skizze kollinearer Spektroskopie. Ein mit der Spannung beschleunigter Ionenstrahl wird mit einem Laserstrahl überlagert, der eine optische Resonanz der Ionen anregt. Das Fluoreszenzlicht der Ionen wird senkrecht zum Strahl detektiert.

Die Absolutfrequenz als Messgröße Wenn ein ruhendes Ion mit der Ladung q durch ein elektrostatisches Potential U beschleunigt wird, hat es anschließend die kinetische Energie $E_{\text{kin}} = qU$. Die Kenntnis von $\beta = v/c$ ermöglicht damit die Bestimmung der Beschleunigungsspannung durch

$$U = \frac{E_{\text{kin}}}{q} = \frac{mc^2}{q} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) . \quad (2.2)$$

Im Fall kollinearer Geometrie, das heißt bei einem Winkel von $\alpha = 0$ oder $\alpha = \pi$, vereinfacht sich die Beziehung (2.1) zu

$$f_+ = f(\beta, \pi) = f_0 \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} \quad (2.3)$$

und

$$f_- = f(\beta, 0) = f_0 \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} . \quad (2.4)$$

Das Gleichungspaar (2.3) und (2.4) lässt sich nach f_0 auflösen:

$$f_0 = \sqrt{f_+ f_-} . \quad (2.5)$$

Dieser bemerkenswert einfache, dabei aber relativistisch korrekte Zusammenhang zwischen f_0 und den Doppler-verschobenen Resonanzfrequenzen ist unabhängig von der Beschleunigungsspannung der Ionen. Dadurch ist es möglich, ohne externe spektroskopische Referenzfrequenzen auszukommen. Eine einmalige Eichmessung mit unbekannter Beschleunigungsspannung, bei der gleichzeitig f_+ und f_- bestimmt werden, liefert den Wert für die unverschobene Resonanzfrequenz f_0 . Für die eigentliche Spannungsmessung braucht dann nur noch eine der beiden

verschobenen Frequenzen gemessen werden. Wenn dabei die gleichen Messverfahren zur Frequenzmessung eingesetzt werden, hat diese Vorgehensweise gegenüber einem extern bestimmten Wert von f_0 den Vorteil, dass systematische Fehler kompensiert werden. Eine Umformung von Gleichung (2.3) bzw. (2.4) ergibt einen Ausdruck für die Ionen-Geschwindigkeit

$$\beta = \pm \frac{f_{\pm}^2 - f_0^2}{f_{\pm}^2 + f_0^2} , \quad (2.6)$$

der es erlaubt, über Gleichung (2.2) auf die Beschleunigungsspannung zu schließen.

$$U = \frac{mc^2}{2q} \frac{(f_0 - f_{\pm})^2}{f_0 f_{\pm}} . \quad (2.7)$$

Dabei ist m die Masse des Calcium-Atoms abzüglich der Ruhemasse eines Elektrons. Die Bindungsenergie des Elektrons in Höhe von 6.1 eV kann in diesem Zusammenhang vernachlässigt werden. Die Konstanten m , c und q sind mit Genauigkeiten besser als 10^{-7} bekannt [Aud95]. Der Absolutwert der Übergangsfrequenz f_0 lässt sich nach Gleichung (2.5) durch Eichmessungen bestimmen. Der Fehler δU einer Messung nach Gleichung (2.7) wird daher durch die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Dopplerverschiebung δf_{\pm} dominiert (vgl. Abschnitt 2.8)

Die Differenzfrequenz als Messgröße Eine Alternative zur absoluten Frequenzmessung ist die Bestimmung der Differenz $\Delta f = f_+ - f_-$ zwischen kollinear und antikollinear verschobener Resonanzfrequenz. Eine Umformung von Gleichung (2.5) und (2.7) ergibt:

$$U = \frac{mc^2}{2q} \left(\frac{\Delta f^2 + 4f_0^2 + 2\Delta f \sqrt{\Delta f^2 + 4f_0^2}}{f_0 \Delta f + f_0 \sqrt{\Delta f^2 + 4f_0^2}} - 2 \right) . \quad (2.8)$$

Bei gleichem relativen Fehler ist die Messung einer Frequenzdifferenz meist weniger aufwendig. Allerdings muss weiterhin der absolute Wert der unverschobenen Resonanz f_0 mit hoher Genauigkeit bekannt sein.

Ein Umstand, der sorgfältige experimentelle Vorkehrungen erfordert, ist die Tatsache, dass der in Gleichung (2.7) angegebene Zusammenhang streng nur für eine perfekte Überlagerung ohne Winkelabweichung gilt, weil er mithilfe des idealisierten Ausdrucks (2.3) hergeleitet wurde. Eine Winkelabweichung α führt zu einem verminderten Dopplereffekt, wie an Gleichung (2.1) abgelesen werden kann. Wegen der hohen angestrebten Genauigkeit reicht es nicht aus, den Winkel explizit zu messen. Stattdessen gewährleistet der Einsatz einer Blende in Kombination mit einer Driftstrecke die kollineare Geometrie am Ort der optischen Anregung. Wenn beide Strahlen, wie in Abb. 2.2 skizziert, die Blende passieren und der Laserstrahl gut kollimiert ist, dann ist der Einfluß von Divergenz und Fehl-Orientierung des Ionenstrahls vernachlässigbar. Da das Intensitätsprofil des Laserstrahls in guter Näherung einer schmalen Gaußfunktion gleicht, werden Ionen, die sich außerhalb eines engen Schlauches befinden, nicht angeregt. In gewisser Weise kann man daher den Laserstrahl als zweite Blende ansehen, die die kollineare Geometrie sicherstellt.

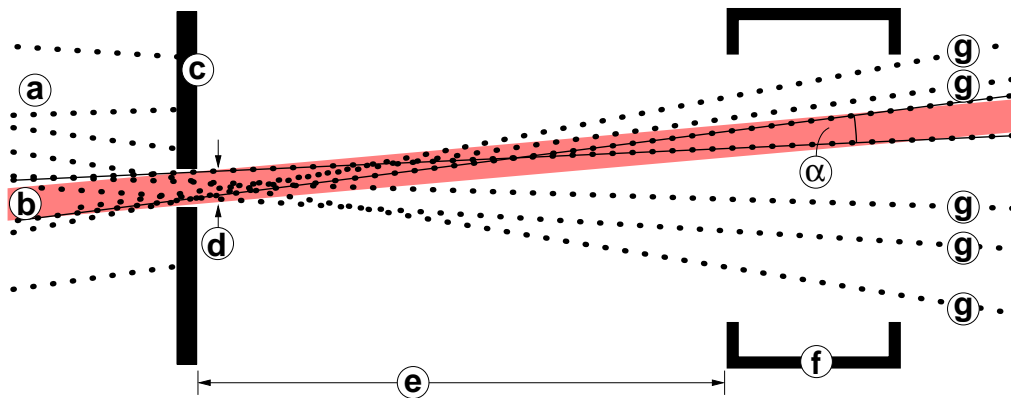


Abb. 2.2.: Eine Blende (c), die sowohl die von links kommenden Ionen (a) als auch der Laserstrahl (b) passieren müssen, gewährleistet die kollineare Geometrie. Nur Ionen, deren Bahn in der Fluoreszenzkammer (f) mit dem Laserstrahl überlappt, tragen zum Signal bei. Die maximale Winkelabweichung (α) wird bestimmt durch den Durchmesser der Blende (d) und den Abstand der Detektion (e). Ionen mit einer Winkelabweichung größer als α verfehlen den Laserstrahl (g). In dieser Skizze sind Winkelabweichungen stark vergrößert dargestellt.

2.2. Experimenteller Rahmen

Der experimentelle Rahmen für den Aufbau der Spannungsmessung wird bestimmt durch den geplanten Einsatz am Elektronen-Kühler des Ionen-Speicherrings (ESR) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI). Dort werden Elektronen durch die Spannungsdifferenz zwischen dem negativen Potential einer Kathode und dem geerdeten Speicherring beschleunigt. Daher ist beim hier beschriebenen Aufbau zur Spannungsmessung die Ionenquelle geerdet und das zu messende Potential liegt an der Fluoreszenzkammer an (vgl. Abb. 3.7).

Für Eichmessungen ist ein direkter Vergleich mit dem stationären Hochspannungsstandard der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) wünschenswert. Daher wurde Wert darauf gelegt, das System transportabel zu halten. Dies wird erreicht durch den Einsatz einer Oberflächenionisationsquelle, die einfach im Aufbau und wartungsarm ist und den Verzicht auf aufwendige funktionale Komponenten im Ionenstrahl, wie Massenseparatoren, elektrostatische Energiefilter oder eine Umladung der Teilchen. Die Wahl von Diodenlasern zur Anregung der Fluoreszenz trägt ebenfalls zu einem kompakten Aufbau bei. Neben diesen technisch begründeten Aspekten gibt es die Vermutung, dass Diodenlaser vergleichsweise preiswert und zuverlässig betrieben werden können.

2.3. Wahl eines geeigneten Fluoreszenz-Übergangs

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Design-Ziele führen zu einigen Anforderungen an das für die Spektroskopie verwendete atomare System:

Erzeugung der Ionen mit Oberflächenionisation. Bei einer mit Oberflächenionisation arbeitenden Ionenquelle ist das elektrostatische Potential der entstehenden Ionen eng an das Potential der ionisierenden Metalloberfläche gebunden. Außerdem ist die Energieverteilung der Ionen allein durch die Temperatur der Oberfläche bestimmt. Daher kann im Gegensatz zu anderen Ionisierungstechniken auf Energiefilter verzichtet werden.

Einsatz von kommerziell erhältlichen Laserdioden. Die technischen und finanziellen Vorteile der Verwendung von Diodenlasern können nur dann realisiert werden, wenn sie für die Frequenz des Anregungsübergangs erhältlich sind. Durch Frequenzverdopplung in nichtlinearen Kristallen kann auch die jeweils doppelte Frequenz eingesetzt werden. Allerdings erhöht sich dann der Aufwand des Laser-Systems deutlich.

Starke Koppelung an das Lichtfeld. Durch die elektrostatische Beschleunigung erreichen die Ionen hohe, schwach relativistische Geschwindigkeiten. Daher müssen bei realistischen Abmessungen der Fluoreszenzkammer Anregung und spontaner Zerfall innerhalb weniger Nanosekunden erfolgen. Das ist gleichbedeutend mit der Forderung nach einem Anregungsübergang, der stark an das Lichtfeld koppelt.

Geringe Ionen-Masse. Je kleiner die Teilchenmasse, desto höher ist die einer bestimmten Spannung entsprechende Dopplerverschiebung (vgl. Gleichung (2.7)). Da die Verschiebung aus der Differenz von zwei absolut gemessenen Laserfrequenzen ermittelt wird, schrumpft damit der Fehler bei geringerer Masse.

Einfaches Termschema. Ein Termschema, bei dem es erforderlich ist, die Ionen mit einem Pump-Laser in den für die eigentliche Messung verwendeten Zustand zu pumpen, erhöht den lasertechnischen Aufwand erheblich. Daher ist es wünschenswert, einen Zustand zu verwenden, der bereits in der Ionenquelle besetzt wird.

Spektroskopisches Λ -System. Wenn der angeregte Zustand nur in den Ausgangszustand übergeht, fällt die Fluoreszenzfrequenz mit der Anregungsfrequenz zusammen. In diesem Fall lässt es sich nicht vermeiden, dass Streulicht des Lasers als Untergrund in die Detektion eingeht. Außerdem kann bei einer hohen Rabi-Frequenz das Messergebnis durch die Impulsübertragung verfälscht werden. Ein Λ -System, bei dem die beiden unteren Zustände so weit energetisch getrennt sind, dass die entsprechenden Lichtfrequenzen mithilfe optischer Filter aufgelöst werden können, vermeidet diese Fehlerquellen.

Die erste der angeführten Anforderungen ist bereits eine starke Einschränkung, denn neben Alkali- und Erdalkali-Metallen lassen sich lediglich einige der Seltenen Erden mit akzeptabler Effizienz an heißen Oberflächen ionisieren. Die Elektronenkonfiguration eines einfach geladenen Alkali-Ions entspricht jedoch der eines Edelgases. Die Anregung seines Grundzustandes benötigt daher eine Energie, die einem UV-Photon entspricht, so dass ein Lasersystem sehr aufwendig wäre. Aus diesem Grund eignen sich Alkali-Metalle nicht für das hier vorgestellte Messverfahren. Im Gegensatz dazu ist das äußerste Elektron eines einfach geladenen Erdalkali-Ions ähnlich schwach gebunden wie das eines ungeladenen Alkali-Atoms. Die Übergänge zwischen den unteren Zuständen liegen daher im Bereich der durch Diodenlasersysteme technisch erreichbaren Wellenlängen. Die Einschränkung, mit kommerziell erhältlichen Laserdioden auszukommen, führt beispielsweise zum Übergang $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ im einfach geladenen Strontium mit einer Wellenlänge von 422 nm. Für die Erzeugung des Lichts zur Anregung des Über-

gangs gibt es die Möglichkeit, auf eine effiziente Frequenzverdoppelung mit einem KNbO_3 -Kristall zurückzugreifen. Eine Verdoppelung mithilfe eines kompakten Ring-Resonators wird beispielsweise beschrieben in [Hem94] und wurde im Rahmen einer Diplomarbeit für das hier beschriebene Projekt realisiert [Pap96]. Bei der Anregung der Grundzustands-Resonanz bleibt jedoch das Problem, dass das Streulicht nicht vom Fluoreszenzlicht getrennt werden kann. Außerdem ist das Atomgewicht von Strontium mit 87 amu verhältnismäßig hoch.

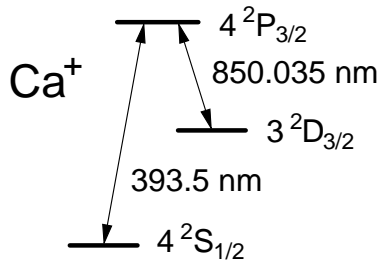


Abb. 2.3.: Termschema von Ca^+ [Lid99]

Diese beiden Nachteile werden durch die Wahl des Übergangs $3^2D_{3/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$ im einfach geladenen Calcium vermieden. Dabei handelt es sich um die Anregung aus dem metastabilen D-Zustandes, mit anschließendem Zerfall mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 % in den Grundzustand $4^2S_{1/2}$ [Jin93]. Bevor die Ionen die Quelle verlassen, befinden sie sich im thermischen Gleichgewicht mit der ionisierenden Oberfläche. Bei einer Temperatur von 2200 K befinden sich etwa 0.02 % der Ionen im metastabilen Zustand $3^2D_{3/2}$. Optisches Pumpen zur höheren Besetzung dieses Zustandes ist möglich, aber nicht zwingend erforderlich. Im Rahmen der Diplomarbeit

von Burkhard Wiche wurde an der kollinearen Apparatur des Mainzer RISIKO-Experimentes demonstriert, dass sich trotz dieses ungünstigen Besetzungsverhältnisses ein gutes Signal- zu-Rausch-Verhältnis erreichen lässt [Wic97]. Dies wird durch den Umstand erleichtert, dass zur Detektion ein Photomultiplier eingesetzt werden kann, dessen Quanteneffizienz bei einer Wellenlänge von 400 nm mit einem Wert von 0.2 maximal ist. Im Vergleich dazu wird das Licht der Anregung mit 850 nm um 80 dB weniger effizient nachgewiesen. Die große Wellenlängendifferenz macht es möglich, zusätzlich Farbfilter zur Absorption von störendem Streulicht einzusetzen.

Ein weiterer Vorteil dieses Überganges liegt darin, dass seine Anregungswellenlänge nahe an den 852 nm der Cs- D_2 -Resonanz liegt, einer der am besten vermessenen spektroskopischen Referenzen [Ude97a]. Dies vermindert den technischen Aufwand der Messung der Dopplerverschobenen Resonanzfrequenz erheblich. Diese Vorteile führen zu der Entscheidung, das in Abb. 2.3 skizzierte Λ -System von Ca^+ für die Realisation eines Prototypen zu nutzen. Alternativ kann auch der Übergang $3^2D_{5/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$ zur Anregung genutzt werden, der mit einer Wellenlänge von 854 nm ähnlich nah an der Cs-Resonanz liegt.

2.4. Lasersystem

Die Anforderungen an das Lasersystem sind weitgehend unabhängig vom Wert der zu messenden Spannung. Der Anregungslaser muss sich innerhalb weniger hundert kHz auf die optische Resonanz der Ionen regeln lassen. Außerdem ist eine technische Laserlinienbreite in der gleichen Größenordnung erforderlich. Für die absolute Frequenzbestimmung ist weiterhin eine Unterdrückung von Nebenmoden um mehr als 60 dB wünschenswert. Die Wahl des spektroskopischen Übergangs wurde bereits im Hinblick auf die Verfügbarkeit von Laserdioden getroffen. Die Wellenlänge von 850 nm der Calcium-Resonanz ist unter diesem Aspekt nahe am Optimum. Sie liegt zwar nicht im Einsatzbereich einer der Kommunikations-Wellenlängen, jedoch ist der spektroskopische Einsatz von Diodenlasern im Zusammenhang mit quantenoptischen Experimenten an atomarem Cäsium weit genug verbreitet, dass leistungsfähige Laserdioden

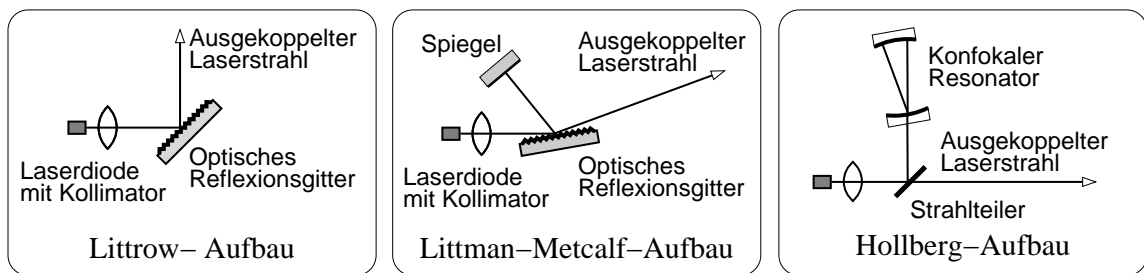


Abb. 2.4.: Drei weit verbreitete Konfigurationen von Diodenlasern mit optischer Rückkopplung.

speziell für diese Anwendung angeboten werden. Die Wellenlänge der D_2 -Linie von Cs liegt bei 852 nm, und da Laser auf der Basis dieser Dioden sich üblicherweise um etwa ± 8 nm verstimmen lassen, eignen sie sich gut für das hier vorgestellte Konzept. Zusätzlich kann mit demselben Lasertyp die Referenz des Wavemeters auf der Basis der Cs-Resonanz realisiert werden.

2.4.1. Diodenlaser mit optischer Rückkopplung

Der Resonator einer handelsüblichen kanten-emittierenden Laserdiode besteht in der Strecke zwischen den Endflächen des Halbleiterkristalls. Die kurzen Abmessungen, ein hoher Verlustfaktor und eine starke Koppelung von Phase und Amplitude des Lichtfeldes im Resonator bewirken eine vergleichsweise hohe Laserlinienbreite von einigen 10 MHz. Diese Frequenzunschärfe lässt sich durch eine modifizierte Schawlow-Townes-Grenze abschätzen [Sch58]. Außerdem gibt es keinen Betriebsparameter, mit dem sich die Laserfrequenz zuverlässig einstellen lässt. Beide Nachteile lassen sich durch externe optische Rückkopplung beheben [Wie91].

Ein frequenzselektives Element in der Rückkoppelstrecke erlaubt eine grobe Festlegung der Laserfrequenz. Man erhält damit ein Lasersystem, dass über den ganzen Wellenlängenbereich, in dem die Laserdiode Licht verstärkt, betrieben werden kann. Optische Gitter eignen sich durch ihre geringe optische Länge bei hoher Auflösung besonders gut als frequenzselektives Element. Im folgenden sind die Eigenschaften häufig verwendeter Konfigurationen beschrieben:

Littrow-Aufbau: Der einfachste Weg, eine optische Rückkopplung durch ein optisches Gitter zu erreichen, besteht darin, den *Littrow-Winkel* auszunutzen. Dabei fällt das Licht der Laserdiode auf ein Gitter, das so orientiert ist, dass die erste Beugungsordnung in die Laserdiode zurückgelenkt wird (vgl. Abb. 2.4 links). Die direkte Reflexion am Gitter bildet den Auskoppelstrahl des Lasers. Eine Drehung des Gitters verstimmt die Laserfrequenz. Um einen stabilen Laserbetrieb zu gewährleisten, sollte das Verhältnis von Gitterauflösung zu freiem Spektralbereich des Aufbaus kleiner als etwa 50 sein. Wenn dieser Erfahrungswert überschritten wird, machen sich die dynamischen Eigenschaften des nichtlinearen Systems aus Lichtfeld und verstärkendem Festkörper bemerkbar. Salopp formuliert ist dann die Verstärkung der stärksten Longitudinal-Moden so ähnlich, dass sich der Laser nicht für eine bestimmte entscheiden kann. Die Folge sind spontane

Modensprünge oder sogar ein Zusammenbruch der Kohärenz. Daher wird das optische Gitter so nah wie möglich vor der Laserdiode platziert (siehe z. B. [Kap96]). Ein Nachteil dieses Aufbaus liegt darin, dass bei der Verstimmung sich die Richtung des ausgekoppelten Strahls ändert, was beispielsweise die Einkoppelung des Laserlichts in eine Glasfaser problematisch macht. Außerdem ist die Laserdiode Teil des frequenzbestimmenden Abstands. Jede Fluktuation in der Stromversorgung der Diode schlägt sich damit in der optischen Länge dieses Abstands nieder. Die technische Laserlinienbreite, bei der schnelle Frequenzschwankungen mitberücksichtigt sind, liegt bei diesen Aufbauten daher meist bei einigen MHz.

Littman-Metcalf-Aufbau: Eine häufig verwendete, leicht komplexere Konfiguration wird nach ihren Erfindern Littman-Metcalf-Metcalf-Aufbau genannt [Lit78]. Dabei fällt das Licht unter einem flacheren Winkel auf das Gitter und die Beugung erster Ordnung wird durch einen Spiegel in sich selbst rückreflektiert (vgl. Abb. 2.4, Mitte). Die direkte Reflexion am Gitter kann auch hier als Auskoppelstrahl genutzt werden. Die Verstimmung der Laserfrequenz wird durch eine Drehung des Spiegels erreicht. Ein Schwenk des Auskoppelstrahls tritt nicht auf. Durch die zweifache Beugung und den flachen Einstrahlwinkel ergibt sich eine hohe Frequenzauflösung des Gitters. Dadurch sind im Vergleich zum Littrow-Aufbau längere Rückkoppelstrecken möglich, und der Einfluss von Strom-Fluktuationen auf die Laserfrequenz fällt weniger groß aus. Die technische Laserlinienbreite liegt daher meist im Bereich einiger hundert kHz. Wenn bei der Bewegung des Spiegels Rotation und Translation im richtigen Verhältnis gekoppelt sind, ist es möglich, den Laser über mehrere THz kontinuierlich modensprungfrei zu verstimmen [Las98].

Hollberg-Aufbau: Bei den beiden oben beschriebenen Laseraufbauten wird der Resonator des Laserdiodenkristalls durch externe Spiegel erweitert. Man spricht daher verallgemeinernd von “Extended Cavity Diode Laser”. Bei dem ebenfalls nach seinem Erfinder benannten Hollberg-Aufbau ist hingegen der frequenzbestimmende Resonator ganz von der Laserdiode getrennt [Dah87]. Dieses Konzept trägt daher auch den Namen “*External Cavity Diode Laser*”. Ein Teil des Lichts wird über einen Strahlteiler schräg in einen passiven konfokalen Resonator geleitet (vgl. Abb. 2.4, rechts). Licht, das im Resonator anschwingt, verlässt ihn teilweise wieder in Richtung Strahlteiler und erreicht so die Laserdiode. Durch die mehrfache Reflexion im Resonator enthält das rückgekoppelte Licht Phasen-Information aus vergleichsweise lang zurückliegender Zeit. Dies und die Tatsache, dass die Laserdiode nicht Teil des frequenzbestimmenden Resonators ist, reduziert die technische Linienbreite auf wenige kHz. Allerdings fehlt ein dem optischen Gitter vergleichbares frequenzselektives Element, so dass die Lasertätigkeit auf die Mitte der Verstärkungskurve beschränkt ist. Eine grobe Verstimmung kann daher nur langsam über die Temperatur der Diode erfolgen. Eine weite modensprungfreie Durchstimmung ist nicht möglich.



2.4.2. Rückkoppelung durch ein volumenholographisches Gitter

Ein bisher nicht für den Aufbau von Diodenlasern eingesetztes optisches Element ist das volumenholographische Transmissionsgitter. Dieses Gitter besteht aus einer Folge von schmalen Lamellen mit alternierender optischer Dichte (vgl. Abb. 2.5). Einfallendes Licht (a) wird teilweise an den dielektrischen Lamellen (c) gebeugt (b) und teilweise transmittiert (d). Bei richtiger Dimensionierung der Lamellen kann die Beugung eine Effizienz oberhalb von 90 % erreichen [Sch97]. Die Winkelabhängigkeit der Beugungseffizienz lässt sich als Beugung an den einzelnen Lamellen verstehen. Bei einer realistischen Breite der Lamellen von $10\mu\text{m}$ ergibt sich eine Halbwertsbreite der Effizienz von etwa 5° .

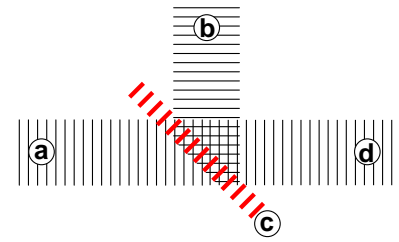


Abb. 2.5.: Prinzip-Skizze eines volumenholographischen Transmissionsgitters.

Der Verstärkungsbereich einer infraroten Laserdiode beträgt etwa 1 % der absoluten Laserfrequenz. Bei einem mittleren Beugungswinkel von 90° , wie in Abb. 2.5 dargestellt, reicht daher eine Variation von einem Grad, um den vollen Verstärkungsbereich der Laserdiode abzudecken. Die starke Winkelabhängigkeit der Effizienz stellt daher kein Problem dar. Sie lässt sich sogar einsetzen, um einen günstigen Kompromiss für das Verhältnis von optischer Rückkopplung zu Auskoppelleistung des Lasers zu finden.

Für den Aufbau von optisch rückgekoppelten Diodenlasern ergeben sich weitere Vorteile im Vergleich mit herkömmlichen Reflexions-Gittern:

- Die optischen Bauelemente des Lasers sind auf beiden Seiten des Gitters angeordnet. Dadurch ergibt sich ein größerer geometrischer Freiraum.
- Beim streifenden Einfall auf ein Reflexions-Gitter wird das Strahlprofil senkrecht zur Gitter-Ebene stark aufgeweitet. Im Gegensatz dazu hat bei symmetrischen holographischen Gittern der gebeugte Strahl das gleiche Strahlprofil wie der einfallende Strahl. Das macht den Einsatz weiterer optischer Elemente, wie Resonatoren, im gebeugten Strahl möglich.
- Die Beugungseffizienz ist in beiden Durchgangs-Richtungen gleich hoch. Reflexions-Gitter lassen sich bei den hohen für Diodenlaser gewünschten Liniendichten nicht in dieser Weise optimieren. Die Rückkopplung über ein volumenholographisches Gitter kann daher deutlich effizienter sein.
- Die Struktur des volumenholographischer Gitter wird durch die Belichtung einer photoempfindlichen Schicht festgelegt (vgl. Abb. 3.1). Mit nasschemischer Entwicklung und anschließender Kapselung kommt die Herstellung ohne aufwendige Prozess-Schritte aus. Damit ist schon bei kleinen Serien mit niedrigen Stückkosten zu rechnen.

2.4.3. Mit Gitter und externem Resonator rückgekoppelter Diodenlaser (GECDL)

Für die hochauflösende Spektroskopie sind Laser wünschenswert, die eine kleine Linienbreite mit einem möglichst großen Durchstimmbereich verbinden. Wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben, lassen sich herkömmliche, durch Gitter rückgekoppelte Diodenlaser zwar weit durchstimmen,

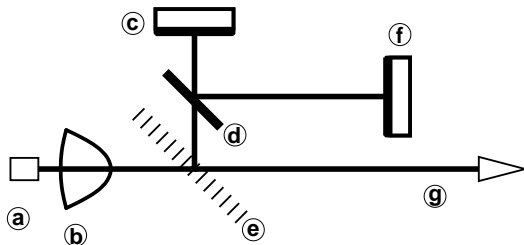


Abb. 2.6.: Schema des Diodenlasers mit kombiniertem optischen Gitter und Resonator. Das durch eine asphärische Linse (b) kollimierte Licht der Laserdiode (a) wird am Transmissionsgitter (e) gebeugt und gelangt an den Einkoppelspiegel (d) des passiven Stehwellenresonators. Das zwischen den flachen Spiegeln (c) und (f) resonant anschwingende Licht kann den Resonator durch den Auskoppel-Spiegel wieder verlassen und wird in die Laserdiode zurückgekoppelt. Der am Gitter ungebeugte Anteil ist der Auskoppelstrahl (g) des Lasers.

ihre Linienbreite wird aber von Fluktuationen in der Laserdiode dominiert. Andererseits zeigt die geringe Linienbreite des Hollberg-Aufbaus, dass durch einen externen Resonator eine weit bessere Stabilisierung möglich ist. Die geometrischen Vorteile von volumenholographischen Gittern erlauben es, weite Verstimmbarkeit mit schmaler Linienbreite zu vereinen.

Bei diesem neuartigen Aufbau wird das kollimierte Licht der Laserdiode durch ein volumenholographisches Transmissions-Gitter in einen passiven Stehwellenresonator gelenkt (siehe Abb. 2.6). Das Acronym GECDL steht für “Grating enhanced External Cavity Diode Laser”. Einerseits ist der passive Resonator von Fluktuationen der Laserdiode unbeeinflusst und bewirkt dadurch eine dem Hollberg-Aufbau vergleichbare geringe Linienbreite. Andererseits lässt sich der Laser abhängig vom Winkel, unter dem das Transmissionsgitter genutzt wird, in einem weiten Arbeitsbereich verstimmen.

Anders als beim Hollberg-Aufbau eignen sich stabile Resonatoren nicht für den GECDL, da bei ihnen höhere Transversal-Moden aus verschiedenen Richtungen angeregt werden können. Das Gitter gibt der Laserdiode die Möglichkeit, durch Anpassung der Laserfrequenz diese Transversal-Moden anzuregen. Wenn der Resonator nicht exakt konfokal ist, dann haben diese höheren Transversal-Moden etwas unterschiedliche Resonanzfrequenzen. Damit ergibt sich gleichzeitige optische Rückkoppelung mit mehreren eng benachbarten Frequenzen, was stabilen Laserbetrieb verhindert. Ein instabiler Stehwellen-Resonator aus flachen Spiegeln ist nur für Licht resonant, das genau senkrecht auf die Endspiegel einfällt. Daher wirkt er im Laser-Aufbau wie ein Spiegel, der nur bestimmte Lichtfrequenzen reflektiert. Solch eine Spiegelkombination ist bei Farbstofflasern unter dem Namen Fox-Smith-Resonator bekannt.

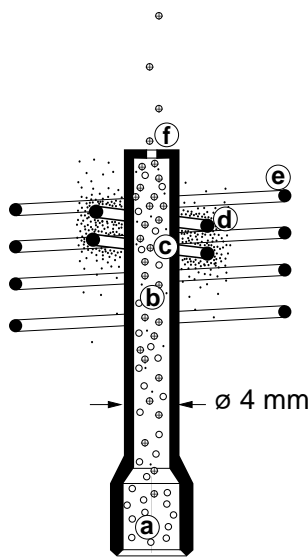


Abb. 2.7.: Ionisation in einem durch Elektronenstoß geheizten Hohlraum (c). Die von einer Glühkathode (d) emittierten Elektronen heizen, durch eine Potentialdifferenz von einigen Hundert Volt beschleunigt, ein Tantalrohr auf etwa 2300 K. Eine äußere spiralförmige Elektrode (e), an die eine Spannung von etwa von einem kV angelegt ist, vermeidet dass Elektronen nach außen beschleunigt werden. Im Inneren des Hohlraumes werden neutrale Atome durch wiederholten Stoß mit der heißen Metallwand ionisiert und es bildet sich ein leicht negatives Plasma (b) aus. Die Stoßwahrscheinlichkeit der Ionen untereinander ist groß genug, dass ihre Geschwindigkeit thermalisiert. Das bedeutet, dass die kinetische Energie der Ionen, die die Quelle durch das Loch bei (f) verlassen, um einige eV gegenüber dem Potential der ionisierenden Oberfläche verschoben ist.

2.5. Ionenquelle

Die Ionisationswahrscheinlichkeit bei einem einfachen Stoß an einer heißen Metallwand kann mithilfe der Langmuir-Gleichung abgeschätzt werden [Lan29]. Für Calcium liegt sie selbst bei einer optimalen Wahl des Wandmaterials und einer Temperatur von 2500 K lediglich im Bereich 10^{-3} . Außerdem ist es nur schwer möglich, eine punktförmige Ionenquelle zu erreichen, die eine Voraussetzung für einen eng kollimierten Strahl mit geringer Divergenz ist. Eine Möglichkeit, beide Probleme zu beheben, besteht darin, einen heißen Hohlraum mit kleinem Loch zu verwenden. Die neutralen Atome im Inneren des Hohlraumes stoßen vielfach an dessen heißer Wand und es bildet sich ein thermisches Plasma aus (vgl. Abb. 2.7). Eine ausführliche Diskussion der Vorgänge innerhalb des Hohlraum-Ionisators findet sich in der Dissertation von Klaus Zimmer [Zim95]. Durch ein außen anliegendes elektrostatisches Feld werden die Ionen durch das Loch abgezogen und ihre Bahn zum Strahl geformt. Ionenquellen, die nach diesem Prinzip arbeiten, wurden u.a. in Dubna entwickelt und befinden sich erfolgreich im regelmäßigen Einsatz bei massenspektroskopischen Untersuchungen [Kir89].

2.6. Frequenzmessung durch Wavemeter

Für einen Ca^+ -Ionenstrahl, der mit 100 kV beschleunigt wird, beträgt die Dopplerverschiebung Δf_{\pm} etwa 800 GHz. Dies übersteigt die Bandbreite analoger Elektronik um Größenordnungen. Eine direkte Messung der Differenzfrequenz durch Überlagerung auf einem Photodetektor ist daher nicht möglich. Dieses Problem wird durch den Einsatz von Interferometern zur Bestim-

mung der Wellenlänge umgangen. Das Licht des zu messenden Lasers wird mit sich selbst zur Interferenz gebracht, wobei das Interferenzsignal von der genauen optischen Weglängendifferenz abhängt. Damit wird das Messproblem vom Zeitraum in den Ortsraum umgesetzt. Eine hohe Genauigkeit erreicht man durch den Vergleich mit den Interferenzmustern eines Referenzlasers. Instrumente, die nach diesem Prinzip arbeiten, werden Wavemeter genannt. Sie liefern die Absolutfrequenz des zu messenden Lasers mit einer Genauigkeit, die je nach technischem Aufwand bis zu 10^{-10} erreichen kann [Bön83]. Der Wunsch, eine optische Frequenz mit hoher Genauigkeit zu bestimmen, ist ein Standardproblem der Spektroskopie. Daher wurden bereits eine Vielzahl von Verfahren erprobt, denen jeweils spezifische Vor- und Nachteile zu eigen sind [Sny90].

Für die angestrebte Genauigkeit der Spannungsmessung von 10^{-5} sollte sich der systematische Fehler durch eine ungenaue Messung der Laserfrequenz im Bereich 10^{-6} bewegen. Bei 50 kV entspricht dies einem Fehler von einem MHz in der Bestimmung der Laserfrequenz (vgl. Abb. 2.11). Durch die hohe optische Frequenz des Lasers von einigen 10^{14} Hz erfordert dies eine Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-9}$ für die absolute Bestimmung der dopplerverschobenen Fluoreszenzfrequenz. Das beste zur Zeit kommerziell vertriebene Wavemeter erreicht 10^{-7} (LM 007, Atos). Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Wavemeter entwickelt, das den speziellen Anforderungen der Spannungsmessung gerecht wird.

Es handelt sich dabei um ein dynamisches Mach-Zehnder Interferometer, dessen Aufbau in Abschnitt 3.3 diskutiert wird. Der Referenzstrahl und der zu vermessende Laserstrahl durchqueren das Interferometer auf demselben Weg, jedoch in entgegengesetzter Richtung. Dadurch wird der optische Weg beider Strahlen bei der periodischen Bewegung des Retroreflektors in gleicher Weise beeinflusst. Zur Auswertung wird jeweils die Differenz der beiden Ausgänge des Interferometers herangezogen. Auf diese Weise vermindert sich der Fehler durch variierende Laserintensität, denn der Null-Durchgang des so erzeugten Signals behält seine Lage auch bei Amplitudenfluktuation bei. Die Frequenz des Referenzlasers wird spektroskopisch auf die Frequenz einer Hyperfeinstruktur-Komponente der Cs-D₂-Linie stabilisiert. Der Vorteil des Vergleichs mit der Cäsium-Resonanz liegt darin, dass sich die Anregungsfrequenz der Fluoreszenz um weniger als ein Prozent unterscheidet. Dadurch treten Messfehler, die mit der Dispersion im Interferometer skalieren, in den Hintergrund.

2.7. Referenzfrequenz

Zur Stabilisierung des Referenzlasers auf die D₂-Linie von atomarem Cäsium wird dopplerfreie Sättigungsspektroskopie an einer Cs-Dampfzelle eingesetzt [Sch94]. Dabei durchquert das Licht zweifach denselben Teil der Cs-Zelle, wobei die Richtungen der beiden Durchgänge entgegengesetzt sind. Als Messgröße dient die Transmission des Laserlichts. Anders als der historisch gewachsene Name suggeriert, ist bei dieser Technik der entscheidende Effekt nicht die Sättigung eines Übergangs durch hohe Leistung, sondern optisches Pumpen. Dabei gelangen die Atome in Zustände, die das Licht des Anregungslasers nicht mehr absorbieren. Sie bleichen gewissermaßen aus. Durch diesen Mechanismus erhält man eine hohe Auflösung schon bei geringer Laserleistung von wenigen μW . Durch den hohen Kernspin von $I = 7/2$ hat das Termschema von Cäsium eine ausgeprägte Hyperfeinstruktur mit zwei Grundzuständen (Abb. 2.8). Weil die Dopplerbreite bei Raumtemperatur deutlich größer als der Abstand der einzelnen Hyperfein-Übergänge ist, erhält man im Sättigungsspektrum Linien, die genau zwischen den eigentlichen Resonanzen liegen. Diese Crossover-Resonanzen entstehen durch Atome, die sich mit der richtigen Geschwindigkeit in Strahl-Richtung bewegen, um den einen Übergang durch den hinlaufenden Laserstrahl anregen zu lassen, während der entgegenlaufende Strahl mit dem zweiten Übergang resonant ist. Insgesamt erhält man zwei Spektren mit jeweils sechs Linien (vgl. Abb. 3.6 und Abb. 3.5).

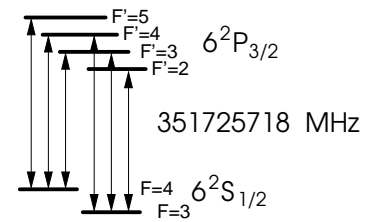


Abb. 2.8.: Termschema von atomarem Cäsium

2.8. Fehlerquellen

Das Ziel, bei der Spannungsmessung eine Genauigkeit zu erreichen, die die von Präzisions-Spannungsteilern übertrifft, stellt hohe Anforderungen an die einzelnen Komponenten des Voltmeters. Im folgenden sind die für die Messung kritischen Spezifikationen aufgeführt. Die quantitativen Abschätzungen beziehen sich auf die Wahl von einfach geladenem Calcium für den Ionenstrahl mit der in Abschnitt 2.3 beschriebenen optischen Resonanz.

Laser

- Während der Messung wird die Frequenz des Anregungslasers auf eine optische Resonanz der beschleunigten Ionen geregelt. Die Genauigkeit dieser Regelung ist abhängig von der technischen Linienbreite des Fehlersignals. Diese Linienbreite ergibt sich aus der Faltung der Linienbreite der Resonanz mit der *homogenen Laserlinienbreite* des Anregungslasers. Die Laserlinienbreite sollte daher kleiner als die natürliche Linienbreite der verwendeten optischen Resonanz sein, die für Calcium bei 23 MHz liegt [Jin93]. Optisch rückgekoppelte Diodenlaser haben typischerweise eine homogene Linienbreite im Bereich von unter 100 kHz, erfüllen diese Anforderung ohne weiteres.
- Zu der für die Regelung relevanten Laserlinienbreite tragen *schnelle Frequenzfluktuationen*, auch Jitter genannt, bei. Die Zeitskala, die dabei betrachtet werden muss, ist die Integrationszeit der Regelung auf die optische Resonanz der Ionen. Bei den erwarteten schwachen Fluoreszenzsignalen der kollinearen Spektroskopie liegt diese Zeit im Bereich

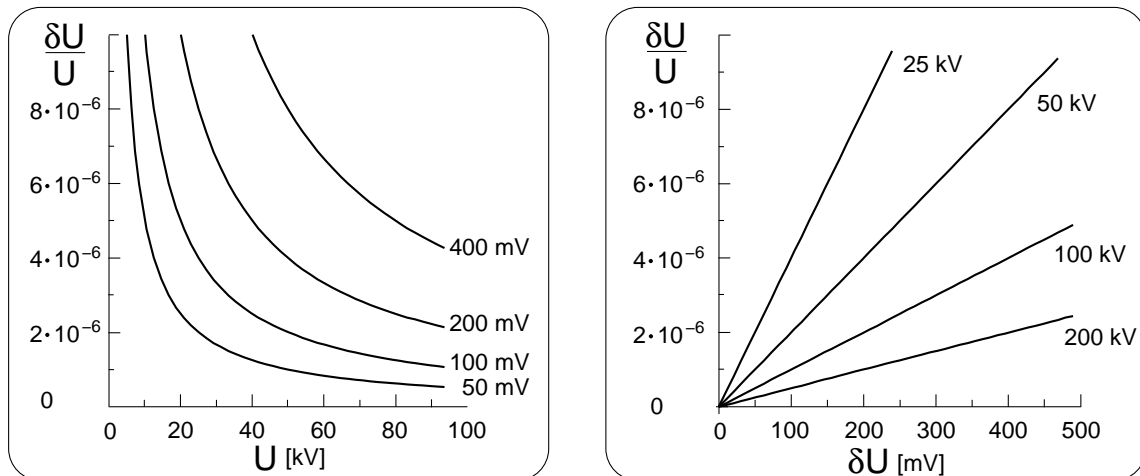


Abb. 2.9.: Messfehler durch ungenau bekannte Potentialverschiebung in der Ionenquelle. Der linke Graph zeigt den Einfluss eines Fehlers in der Berücksichtigung der Potentialverschiebung dU auf die Genauigkeit dU/U der Spannungsmessung in Abhängigkeit von der zu messenden Spannung U . Im rechten Graph ist dieser Einfluss für verschiedene Beschleunigungsspannungen dargestellt.

weniger Hz. Innerhalb dieser Zeit sollte daher die Amplitude der Frequenzfluktuationen des Anregungslaser deutlich unter einem MHz bleiben. Bei optisch rückgekoppelten Diodenlasern kann dieses Ziel erreicht werden, indem eine besonders rauscharme Stromversorgung eingesetzt wird.

Ionenquelle

- An den Materialübergängen zwischen dem Erdpotential, auf das sich die zu messende Spannung bezieht und dem Ionisator, der das Start-Potential der Ionen festlegt, baut sich eine Spannung auf. Auch an der elektrischen Verbindung der Fluoreszenzkammer tritt ein solches *Kontaktpotential* auf. Seine Höhe wird durch die Differenz der Austrittsarbeit der verwendeten Materialien und den Temperaturen an den Übergängen bestimmt.
- Für die Spannungsmessung muss beachtet werden, dass sich im Innern des Hohlraumes der Ionenquelle ein Plasma ausbildet, in dem die Ionen thermalisieren. Das *Potential des Plasmas* ist um etwa $4kT/q$ gegenüber der Wand negativ verschoben. Bei 2200 K entspricht dies -760 mV. Der genaue Wert der Verschiebung hängt von der Geometrie des Hohlraums, der Plasmatemperatur, der effektiven Austrittsarbeit und der Plasmadichte ab [Kir81]. Für den relativen Messfehler dU/U fällt dieser Fehler bei kleinen Spannungen besonders stark ins Gewicht (siehe Abb. 2.9). Wenn eine Genauigkeit im Bereich von 10^{-5} angestrebt wird, sollten die einzelnen Fehlerbeiträge im Bereich von 10^{-6} liegen. Daher sind daher Eichmessungen erforderlich, um die genaue Höhe der Potentialverschiebung in der Ionenquelle zu ermitteln. Alternativ kann mit zwei resonanten Anregungen

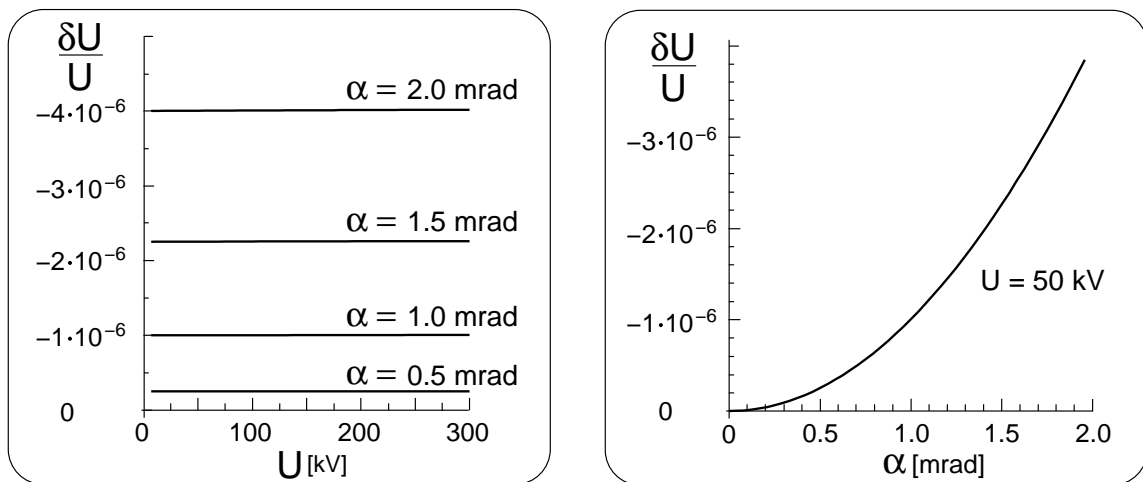


Abb. 2.10.: Fehler der Spannungsmessung durch Abweichung von der kollinearen Geometrie. Für diese Graphen wurde aus den Gleichungen (2.1) und (2.2) numerisch der Einfluss einer Winkelabweichung α von Ionen-Impuls und Ausbreitungsrichtung des Anregungslichts bestimmt. Links ist der relative Messfehler $\delta U/U$ als Funktion der Beschleunigungsspannung bei verschiedenen Winkelabweichungen dargestellt. Der rechte Graph zeigt bei konstanter Beschleunigungsspannung die Abhängigkeit der Messgenauigkeit von einem Fehlwinkel.

gearbeitet werden, wobei das Potential der Ionenquelle nicht in das Messergebnis eingeht (vgl. Abschnitt 5.4.5).

- Wenn für die Heizung der Oberfläche ein nennenswerter elektrischer Strom abgeleitet werden muss, dann macht sich der elektrische *Widerstand des Ionisators* in einer Potentialverschiebung längs der Oberfläche bemerkbar. Eine Widerstands-Heizung, bei der der Ohmsche Widerstand des Ionisators direkt zur Heizung ausgenutzt wird, ist daher nachteilig. Bei einer Elektronenstoß-Heizung mit mehreren hundert eV kinetischer Energie ist dieses Problem um mehrere Größenordnungen kleiner. Bei einer reinen Strahlungsheizung tritt es überhaupt nicht auf.

Kollineare Spektroskopie

- Eine Abweichung der Flugrichtung der Ionen von der Ausbreitungsrichtung des Laserlichts bewirkt eine Verminderung der Dopplerverschiebung. Schräg zueinander stehende Strahlen führen damit zu einem systematisch zu kleineren Werten verfälschten Messergebnis. Diese Abweichung δU ist proportional zur Beschleunigungsspannung U (siehe Abb. 2.10). Das bedeutet, dass der *Winkelfehler* eine obere Schranke für die erreichbare relative Genauigkeit $\delta U/U$ setzt. Wenn bei einer Gesamtgenauigkeit von 10^{-5} der Winkelfehler nicht dominierend sein soll, ist eine Fehlstellung kleiner als 1 mrad wünschenswert.

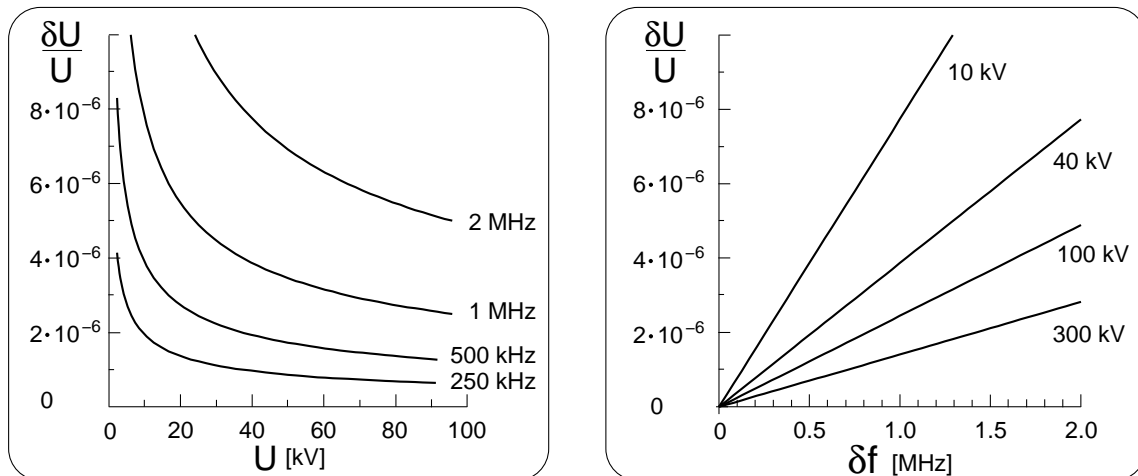


Abb. 2.11.: Fehler der Spannungsmessung durch Fehler in der Bestimmung der Anregungsfrequenz. Bei einem systematischen Fehler δf hängt der sich daraus ergebende relative Spannungsfehler mit $1/\sqrt{U}$ von der zu messenden Spannung U ab (linker Graph). Im rechten Graph erkennt man, dass bei Spannungen unter 100 kV ein Fehler von 1 MHz in der Bestimmung der Anregungsfrequenz bereits mit mehr als $2 \cdot 10^{-6}$ zum relativen Fehler der Spannungsmessung beiträgt.

- Eine *Divergenz von Ionen- oder Laserstrahl* führt nicht nur zu einer Verbreiterung des Resonanz-Signals, sondern auch zu einer systematischen Verschiebung hin zu kleineren Spannungen. Der Grund ist darin zu suchen, dass bei exakt kollinearer Geometrie die Dopplerverschiebung gerade maximal ist. Die Messfehler der verschiedenen lokalen Geometrien von divergenten Strahlen kompensieren sich also nicht, sondern sind alle mehr oder weniger stark negativ. Für die Divergenz der Strahlen ergibt sich damit die gleiche Anforderung von unter 1 mrad wie für die globale Fehlstellung.
- Durch ihre positive elektrische Ladung wird die Bahn der Ionen durch *Magnetfelder* beeinflusst. Die Winkelabweichung $\Delta\alpha$, die ein senkrecht zum Strahl stehendes homogenes Magnetfeld mit der Stärke B_0 bewirkt, lässt sich abschätzen durch $\Delta\alpha = eB_0l/p$, wobei l die Länge der Driftstrecke, e die Ladung und p der Impuls der Ionen ist. Nach einem Meter Strecke führt bereits das Erdmagnetfeld mit etwa 0.5 G bei einer Beschleunigungsspannung von 50 kV zu einer Abweichung von 0.5 mrad. Für Präzisionsmessungen ist daher eine Abschirmung durch μ -Metall zu empfehlen.
- Die spektrale Breite Δf_R der detektierten Fluoreszenzlinie bestimmt, wie genau der Anregungslaser auf der Mitte der Resonanz gehalten werden kann. Je nach Qualität des Signals bleibt eine Abweichung in der Größe von einem Zehntel bis einem Hundertstel der technischen Linienbreite. Die *natürliche Linienbreite* $\Delta f_{\text{nat}} = 22 \text{ MHz}$ des Anregungsübergangs ist eine untere Grenze für Δf_R .
- Bei einer Wahl eines Anregungsübergangs mit geringer natürlicher Linienbreite wird die *Durchflugsbegrenzung* für Δf_R bestimmend. Durch ihre hohe Geschwindigkeit liegt die

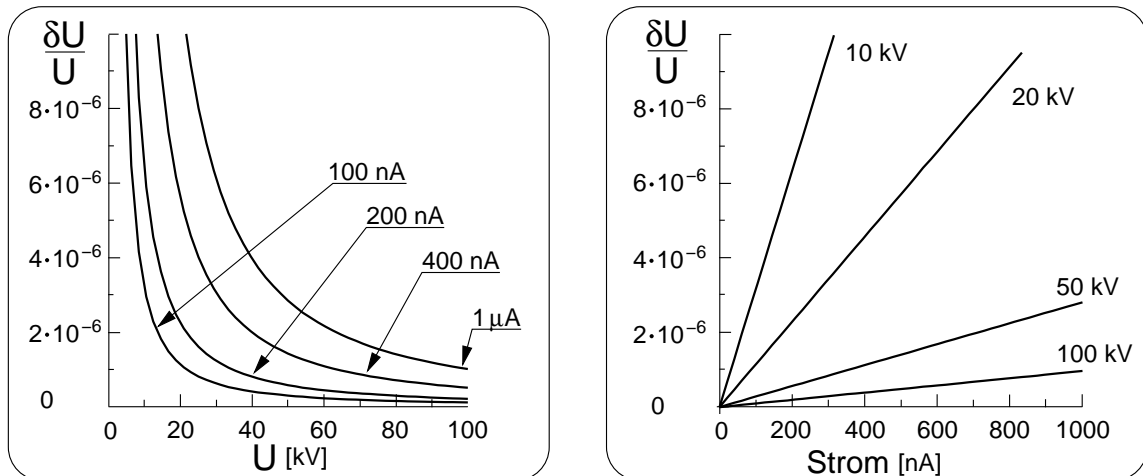


Abb. 2.12.: Potentialverschiebung durch die Raumladung. Der Fehler durch diese Verschiebung hängt mit $U^{-3/2}$ von der Beschleunigungsspannung ab und wächst proportional zum Strom des Ionenstrahls. Für diese Graphen wurde ein Strahldurchmesser von 2 mm und ein Innendurchmesser der Fluoreszenzkammer von 50 mm angenommen.

zur Anregung zur Verfügung stehende Zeit im Bereich einer μs , was einer Linienbreite von 1 MHz entspricht.

- Die Breite der *thermischen Energieverteilung* der Ionen setzt sich direkt in eine Breite ΔU der gemessenen Spannung um, da die Spannungsmessung sich auch als Messung der kinetischen Energie in eV interpretieren lässt. Da die Ionen lediglich durch das konservative Kraftfeld elektrostatischer Felder beschleunigt werden, überträgt sich die Energieunschärfe der Ionenquelle auf den schnellen Ionenstrahl. Bei Ionenquellen nach dem Prinzip der Oberflächenionisation liegt diese Energieunschärfe bedingt durch ihre Temperatur von 2200 K bei etwa 0.2 eV. Da es sich hierbei um eine symmetrische Verbreiterung handelt, bedeutet dieser Wert keine Einschränkung der erreichbaren Genauigkeit.
- Bei der optischen Anregung wird der *Impuls des Photons* $p_{\text{ph}} = h\nu/c$ auf das Ion übertragen. Nach der Beschleunigung durch 50 kV ist der Impuls des Ions um den Faktor $4 \cdot 10^7$ höher als der eines optischen Photons. Bei dem gewählten spektroskopischen Λ -System wird im Mittel nur ein Photon absorbiert, bevor das Ion in den Grundzustand zerfällt und nicht mehr weiter angeregt wird. Daher kann der Impulsübertrag bei der Betrachtung der systematischen Messfehler vernachlässigt werden.
- Die Anregung der Ionen geschieht in dem Moment, in dem sie die richtige Geschwindigkeit erreichen, um mit der Laserfrequenz in Resonanz zu sein. Die Anregung geschieht dabei nicht instantan, sondern erstreckt sich über eine charakteristische Zeit $\Delta t = 1/\Delta f_{\text{nat}}$, wobei Δf_{nat} die natürliche Linienbreite der Resonanz ist. Durch die Geschwindigkeit v der Ionen entspricht dies einer charakteristischen Strecke $\Delta x = v \Delta t$. Bei dem gewählten Übergang und 50 keV Strahlenergie sind dies etwa 3 mm. Wenn sich der letzte Teil der Beschleunigung kurz vor der Fluoreszenz über einen Weg erstreckt, der lang im Vergleich mit Δx ist, dann werden die Ionen vorzeitig angeregt. Diese *vorzeitige Anregung*

bei zu tiefem Potential führt zu einer systematischen Unterschätzung der Beschleunigungsspannung. Sie bewirkt daher ähnlich wie die Strahldivergenz eine asymmetrische Linienverbreiterung. Die Beschleunigung sollte daher geometrisch so ausgelegt sein, dass die letzten 5 V sich über eine Strecke kleiner als Δx erstrecken.

- Zu dem Potential in der Fluoreszenzkammer kommt das Potential durch die *Raumladung des Ionenstrahls* hinzu. Wenn man einen homogen geladenen Ionenstrahl in einer zylindrischen Metall-Kammer annimmt, dann fällt das elektrostatische Potential zum Strahl hin logarithmisch ab [Gro83]. Die Potentialdifferenz zwischen dem äußeren Rand des Strahls und der Metallkammer ist:

$$\Delta U_{\text{Rand}} = \frac{I \ln\left(\frac{r}{R}\right)}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}} \sqrt{U}} \quad (2.9)$$

Dabei ist I der Ionenstrom, r der Radius des Ionenstrahls, R der Innenradius der Fluoreszenzkammer, U die Beschleunigungsspannung, q die Ladung der Ionen und m ihre Masse. Diese Potentialabweichung ist bei kleinen Spannungen besonders groß und steigt mit dem Strom des Ionenstrahls (siehe. Abb. 2.12).

- Das Potential innerhalb des Ionenstrahls fällt zur Mitte hin weiter ab. Die Differenz zwischen dem Potential an der Mitte und dem Rand eines homogenen Strahls beträgt :

$$\Delta U_{\text{Innen}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{m}}} \frac{I}{\sqrt{U}} \quad (2.10)$$

Bei einem Ionenstrom von $1 \mu\text{A}$ und einer Beschleunigungsspannung von 50 kV liegt diese Potentialdifferenz im Bereich von $10 \mu\text{V}$ und kann daher vernachlässigt werden.

Wavemeter

- Ein Fehler in der Bestimmung der Laserfrequenz geht linear in die Bestimmung der Spannung nach Gleichung (2.7) ein. Sein Einfluss hängt mit \sqrt{U} von der Beschleunigungsspannung U ab. Das bedeutet, dass mit wachsender Spannung die relative Genauigkeit besser wird (vgl. Abb. 2.11). Die angestrebte Gesamtgenauigkeit von besser als 10^{-5} erfordert, dass die optische Frequenz mit einer Abweichung kleiner als 2 MHz bestimmt wird.

Aus dieser Fehlerbetrachtung lässt sich der Spannungsbereich eingrenzen, für den die kollineare Spektroskopie sich besonders gut eignet. Bei “kleinen” Spannungen bis etwa 50 kV wird die relative Genauigkeit $\delta U/U$ durch die nicht von der Beschleunigungsspannung abhängigen Fehler der Ionenquelle und systematische Abweichungen in der Frequenzmessung dominiert. Bei einer kinetischen Energie jenseits von 100 keV wird die Winkelabweichung zur wichtigsten Störung. Damit ist zu erwarten, dass das hier beschriebene Messprinzip die Genauigkeit von konventionellen Spannungsteilern am ehesten bei Hochspannungen im Bereich $> 300 \text{ kV}$ übertreffen kann.



3. Realisation eines Prototypen

Die Vorteile der Spannungsmessung mit kollinearer Spektroskopie treten besonders deutlich bei Spannungen von mehreren hundert kV hervor. Dennoch wurde zur Demonstration des Messprinzips zunächst ein Prototyp für deutlich geringere Spannungen aufgebaut. Der Grund für diese Entscheidung liegt darin, dass sich Hochspannungen bis etwa 60 kV noch relativ leicht handhaben lassen und kritische Komponenten wie Kabel, Netzgeräte und Vakuumdurchführungen kommerziell leicht erhältlich sind. Andererseits verschiebt sich unterhalb von 10 kV der Einfluss der verschiedenen Messfehler so stark, dass sich Erfahrungen bei diesen Spannungen nicht ohne weiteres auf den eigentlichen Einsatzbereich von mehreren 100 kV übertragen lassen. Der hier vorgestellte Prototyp wurde daher für 50 kV ausgelegt.

3.1. Laser

Für die Spannungsmessung werden zwei Laser benötigt. Bei einer Messung nach Gleichung (2.8) über die Differenzfrequenz von kollinearer und antikollinearer Spektroskopie ist dies offensichtlich. Bei einem Messschema nach Gleichung (2.7) ist zwar nur ein Laser zur Anregung der Ionen vorgesehen. Um seine Frequenz mit der gewünschten Genauigkeit zu bestimmen, ist jedoch zusätzlich ein Referenzlaser mit bekannter Frequenz erforderlich. Die Wahl des verwendeten Anregungsübergangs wurde bewusst so getroffen, dass sich seine Frequenz nur wenig von der der gut bekannten und experimentell leicht zugänglichen D₂-Linie des Cäsium unterscheidet: Die Frequenzen unterscheiden sich um weniger als 0.25 %, so dass beide Anwendungen im Betriebsbereich eines typischen Diodenlasers liegen. Angesichts der in Abschnitt 2.5 aufgeführten Vorteile holographischer Transmissionsgitter wurden zwei Laseraufbauten mit diesem Bauteil entwickelt.

3.1.1. Volumenholographische Transmissionsgitter

Die volumenholographischen Gitter für den Aufbau der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Diodenlaser wurden von Jochen Schulat am Institut für Hochtemperatur-Thermodynamik der RWTH Aachen hergestellt. Als Substrat dienen flach geschliffene BK7-Glasrohlinge mit hoher Oberflächengüte, wie sie für die Herstellung von Laserspiegeln mit 25 mm Durchmesser verwendet werden. Für das eigentliche Volumenhologramm wird eine wenige μm dicke Schicht photoempfindlicher Dichromat-Gelantine aufgebracht und mit der Überlagerung aus zwei kohärenten Teilstrahlen eines Argon-Ionen-Lasers belichtet (siehe Abb. 3.1). Durch die symmetrische Anordnung entstehen senkrecht in die Gelantineschicht hineinreichende Streifen starker Belichtung. In den anschließenden photochemischen Bädern erhalten diese Streifen eine leicht höhere optische Dichte als das unbelichtete Material. Details dieses Prozesses sind in

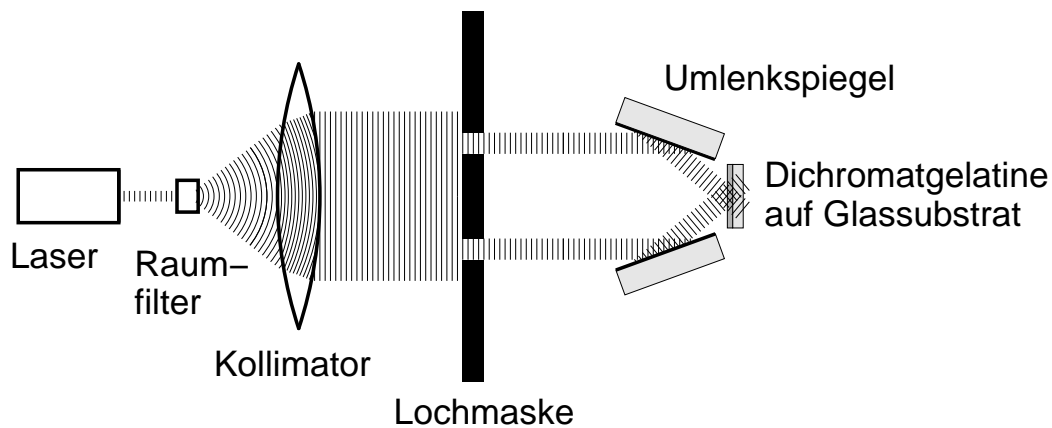


Abb. 3.1.: Belichtungsaufbau zur Herstellung eines volumenholographischen Transmissionsgitters.

einem Buch von H. Schütte beschrieben [Sch97]. Eine Abdeckung mit einem zweiten Glassubstrat bietet Schutz gegen mechanische Verzerrungen durch Austrocknung der holographischen Schicht. Zusätzlich wurde ein Metallring um die Substrate geklebt, der Verschiebungen der Glassubstrate gegeneinander verhindert.

Die auf diese Weise stabilisierten Volumenhologramme ließen über einen Zeitraum von zwei Jahren keinerlei Alterungserscheinungen erkennen. Ihre maximale Beugungseffizienz schwankt von Exemplar zu Exemplar zwischen 80 % und 86 %. Dieser für ein optisches Gitter bereits recht hohe Wert ist nur als erste Annäherung zu verstehen. Durch Optimierung der Hologramm-Parameter wie Modulationstiefe des Brechungsindex und Dicke der volumenholographischen Schicht sollte eine Beugungseffizienz besser als 90 % möglich sein.

3.1.2. Littman-Metcalf-Aufbau mit volumenholographischem Gitter

Um die Eignung der volumenholographischen Transmissionsgitter für den Einsatz in optisch rückgekoppelten Diodenlasern zu demonstrieren, wurde zunächst ein Littman-Metcalf-Aufbau realisiert [Bet97]. Es werden kantenemittierende Laserdioden (SDL, Typ 5411) eingesetzt, deren Frequenz bereits ohne optische Rückkopplung um weniger als ein Prozent von den angestrebten atomaren Resonanzen abweicht. Eine besonders rauscharme Stromversorgung der Laserdiode (Profile, Typ LDC-201-ULN) ist erforderlich, um bei diesem Lasertyp eine Liniensbreite kleiner als 1 MHz zu erreichen. Das divergente Licht der Laserdioden wird mit einer asphärischen Linse kollimiert, die in eine kommerziell erhältliche kompakte Fassung integriert ist (Schäfter & Kirchhoff, Typ 20P-A3,1-mod). Diese Fassung erlaubt es, im laufenden Betrieb die Position der Laserdiode relativ zur Linse in drei Raumrichtungen zu justieren. Das volumenholographische Transmissionsgitter ist drehbar gehalten [vgl. Abb. 3.2]. Durch eine Drehung des Gitters kann die Beugungseffizienz verändert werden, ohne dass sich der Strahlverlauf des Lasers wesentlich beeinflusst wird. Dadurch kann ein Kompromiss zwischen hoher Stabilität durch starke Rückkopplung und dem Wunsch nach hoher ausgekoppelter Leistung gefunden werden. Ein Spiegel, der das gebeugte Licht wieder zurück in die Laserdiode koppelt,

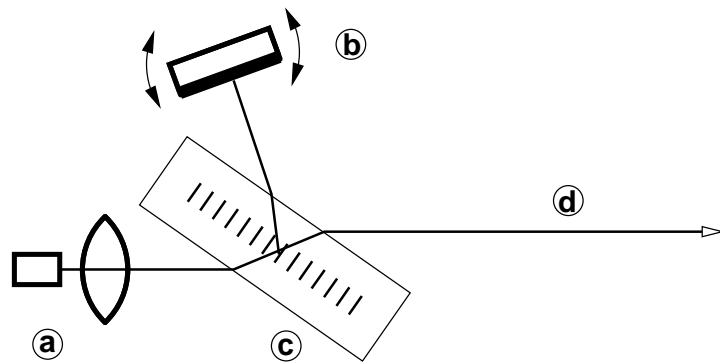


Abb. 3.2.: Littman-Metcalf-Aufbau mit volumenholographischem Transmissions-Gitter. Ein Teil des kollimierten Lichts der Laserdiode (a) wird am Gitter (c) gebeugt und durch einen Spiegel (b) in die Laserdiode rückgekoppelt. Die Frequenz des Lasers kann mit einer Drehung des Spiegels verstimmt werden. Der durch das Gitter transmittierte Anteil bildet den Auskoppelstrahl des Lasers. Das Verhältnis von Beugung zu Transmission lässt sich durch eine Drehung des Gitters beeinflussen.

ist ebenfalls drehbar montiert. Seine Stellung bestimmt die Laserfrequenz und kann wahlweise grob mit einer Feingewindeschraube oder fein mit einem Piezo-Element justiert werden.

Der Aluminiumblock, auf dem der Kollimator, Gitter und Spiegelhalter montiert sind, wird mithilfe von Peltier-Elementen thermisch stabilisiert, wobei die Abweichungen kleiner als 0.1 K betragen. Ein geschlossenes Gehäuse aus 6 mm dickem PVC mit einem Glas-Fenster für das ausgekoppelte Laserlicht vermindert den Einfluss von Luftschall und Luftströmungen.

Eine um vier Achsen justierbare Montageplatte (NewFocus, Typ 9071), auf der ein Kollimator für Lichtwellenleiter mit FC-Stecker verschraubt ist, erlaubt eine effiziente Einkoppelung des Laserlichts in eine Monomoden-Glasfaser. Zur Vermeidung von Rückreflexen werden Stecker mit standartisiertem Winkelschliff verwendet (FC-APC). Bei korrekter Anpassung der Brennweite des Kollimators an den Durchmesser des Laserstrahls sind mit dieser Technik trotz des elliptischen Strahlprofils eine Einkoppeleffizienz von 30 % erreichbar.

Das Breadboard, auf dem Laser, Faserkopplung und ein Aufbau zur Cäsium-Spektroskopie montiert sind, ist zur Dämpfung von Störungen durch Trittschall auf luftgefederten Füßen gelagert (Newport, Typ CM-225). Ein robuster, geschlossener Kasten aus 16 mm dickem vielfach verleimten Sperrholz dient der Abschirmung von Luftschall und raschen Temperaturschwankungen. Durch diese Bauweise ist das Lasersystem transportabel und auch unter weniger idealen Bedingungen betriebsfähig. Da das Laserlicht nur innerhalb von Glasfasern den Kasten verlässt erfüllt das Lasersystem die Anforderungen der Laserklasse 1, in die auch handelsübliche Laserpointer und CD-Spieler fallen.

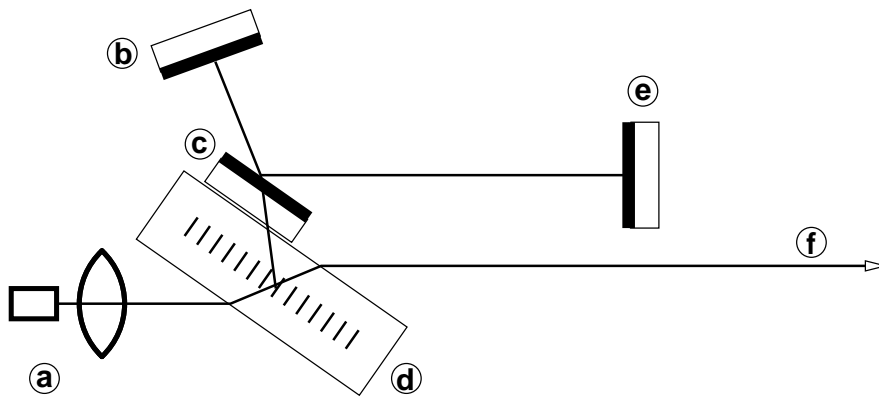


Abb. 3.3.: Aufbau eines Diodenlasers mit einer Kombination aus Transmissionsgitter und optischem Resonator (GECDL). Das Licht der Laserdiode (a) wird an einem volumenholographischen Gitter (d) gebeugt und fällt auf den Eingangs-Spiegel (c) eines Stehwellenresonators. Licht, das zwischen den drei Spiegel (b), (c) und (e) resonant anschwingt, wird bevorzugt in die Laserdiode rückgekoppelt. Die Laserfrequenz wird grob durch den Winkel bestimmt, in dem der Spiegel (b) zum Gitter steht. Die genaue Laserfrequenz wird dagegen durch die Resonatorlänge festgelegt.

3.1.3. Mit Gitter und externem Resonator rückgekoppelter Diodenlaser (GECDL)

Der vergleichsweise große geometrische Freiraum, der sich bei der Verwendung von holographischen Transmissionsgittern ergibt, lässt sich für weitere frequenzbestimmende Baugruppen nutzen, die die Eigenschaften des Lasers günstig beeinflussen. Im Rahmen der Staatsexamensarbeit von Guido Ewald wurde ein Laseraufbau mit dem Ziel einer deutlich verringerten Laserlinienbreite entwickelt [Ewa99]. Er unterscheidet sich von dem im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Littman-Metcalf-Aufbau dadurch, dass der Rückkoppelspiegel durch einen Fox-Smith-Resonator ersetzt ist (siehe Abb. 2.6). Wenn dessen Endspiegel hochreflektierend sind, dann wird die Güte des Resonators allein durch den mittleren Spiegel bestimmt. Auf diese Weise ist bei diesem Resonatortyp automatisch eine Impedanzanpassung des Einkoppelspiegels gegeben. Eine geometrische Anpassung des Strahlprofils ist ebenfalls nicht nötig, da es sich um einen instabilen Resonator ohne Transversalmoden handelt.

Die Reflexion an der Frontfläche der Laserdiode ist bei dem hier beschriebenen Konzept eines externen Resonators eine störende Quelle zusätzlicher optischer Rückkopplung. Daher wurde ihre Reflektivität mit einer Hochleistungs-Antireflexschicht, wie sie auch für weit durchstimmbare Diodenlaser eingesetzt wird, auf unter $1 \cdot 10^{-5}$ vermindert.

Zur Justage des Lasers wird zunächst der Spiegel (b) so justiert, dass das gebeugte Licht in die Laserdiode rückgekoppelt wird. Bei Reflektivitäten des Einkoppelspiegels um 90 % erreicht man trotz der verminderten Intensität der Rückkopplung einen mit dem Littman-Metcalf-Aufbau vergleichbaren Betrieb. In einem zweiten Schritt wird nun der Spiegel (e) so justiert, dass das Licht im Resonator maximal anschwingt. Die Resttransmission der Resonatorendspiegel (b) und (e) erlaubt es, hinter diesen Spiegeln eine CCD-Kamera als Justagehilfe ein-

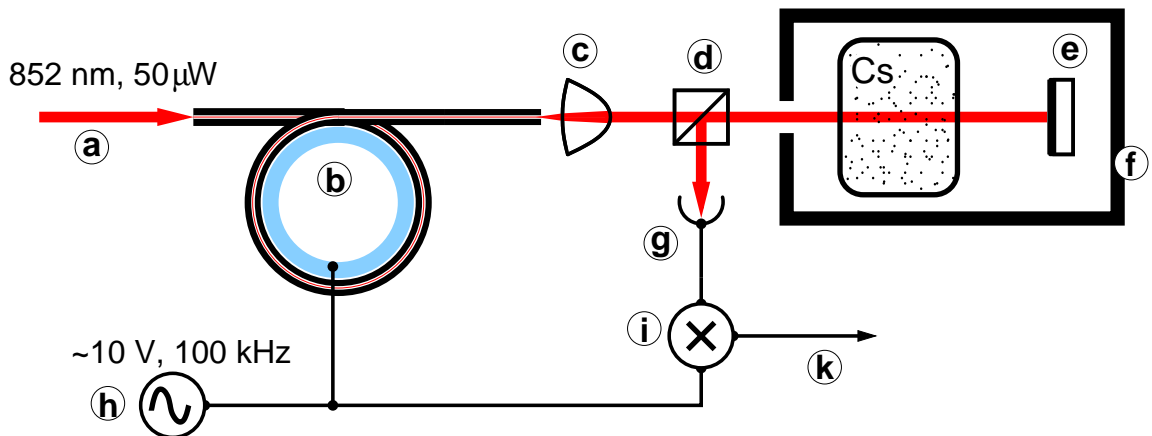


Abb. 3.4.: Aufbau der Cäsium-Spektroskopie zur Erzeugung des Fehlersignals für den Referenzlaser. Das Laserlicht (a) wird zunächst in einem faseroptischen Modulator (b) in seiner Frequenz moduliert. Anschließend tritt das kollimierte Licht (c) durch eine Cäsium-Dampfzelle (Cs). Um Störungen durch externe Magnetfelder zu vermeiden, ist die Dampfzelle von einer Abschirmung aus μ -Metall umgeben (f). Ein Spiegel (e) reflektiert den Strahl in sich selbst zurück, und das Licht durchläuft die Dampfzelle durch dasselbe Volumen, aber in entgegengesetzter Richtung. Der Strahlteiler (d) lenkt das zurückkehrende Licht auf eine Photodiode (g). Ein elektronischer Mixer (i) bildet das Produkt aus dem Signal der Photodiode und der Spannung (h), mit der der piezooptische Modulator betrieben wird. Nach einer geeigneten Mittelung wird das Ergebnis als Fehlersignal (k) zur Regelung des Referenzlasers verwendet.

zusetzen.

Die optische Rückkopplung des im Resonator gespeicherten Lichts hat nur dann die erwünschte stabilisierende Wirkung auf die Emissionsfrequenz der Laserdiode, wenn es mit der richtigen Phasenlage zurückkehrt. Das ist gleichbedeutend damit, dass der halbe optische Abstand zwischen dem Spiegel (b) und der Rückfläche der Laserdiode ein Vielfaches der Laserwellenlänge ist. Die Laserwellenlänge ist im regulären Betrieb aber auch ein Vielfaches der Resonatorlänge. Daher kann die Phasenlage mit einer linearen Verschiebung des Spiegels (e) angepasst werden. Dieser Spiegel ist zu diesem Zweck auf einem röhrenförmigen Piezoelement montiert.

Die Resonatorlänge wurde so gewählt, dass sie in etwa mit dem optischen Abstand zwischen dem Spiegel (b) und der Laserdiode übereinstimmt. Eine Verstimmung der Laserfrequenz mithilfe einer Verschiebung des Spiegels (b) ändert damit die Resonatorlänge im gleichen Maß wie den Abstand zur Laserdiode. Auf diese Weise bleibt während der Verstimmung die Phasenlage des rückgekoppelten Lichts annähernd konstant.

3.1.4. Piezooptischer Modulator

Die Verwendung eines Lock-In-Verfahrens für die Stabilisierung eines Lasers auf die Mitte einer atomaren Resonanz setzt voraus, dass die Frequenz des Lasers periodisch moduliert

wird. Eine Möglichkeit, diese Frequenzmodulation zu erreichen, besteht darin, die optische Weglänge zwischen dem Laser und dem spektroskopischen Aufbau zu variieren. Diesen Einfluss auf die Lichtfrequenz kann man als periodischen Dopplereffekt auffassen. Beispielsweise wird die Frequenz von Licht, das von einem sich auf die Lichtquelle zubewegenden Spiegel reflektiert wird, angehoben.

Da die Linienbreiten der atomaren Resonanzen von Cäsium und Calcium-Ion im Bereich zwischen 5 MHz und 50 MHz liegt, sollte die Modulationstiefe der Laserfrequenz ebenfalls einige MHz betragen. Bei einer Wellenlänge von 850 nm entspricht dies einer Verkürzung des optischen Weges mit einer Geschwindigkeit von einigen m/s. Wenn das Fehlersignal einer Laserregelung mit Lock-In-Technik gewonnen wird, dann kann wegen der damit einhergehenden Signal-Filterung die Bandbreite der Regelung maximal ein Zehntel der Modulationsfrequenz betragen. Für eine moderate Regelungsbandbreite von 5 kHz sollte ein zur Modulation eingesetzter Spiegel daher mit 50 kHz Frequenz und einigen μm Amplitude schwingen.

Eine Schwingung mit dieser Frequenz ist nur piezomechanisch zu erreichen. Allerdings ist die gewünschte Amplitude wegen zu hoher Umladungsströme, die das Piezoelement thermisch belasten, nicht direkt realisierbar. Es ist jedoch möglich, mit der Schwingung des Piezoelementes einen mechanischen Resonator zu treiben, dessen Endfläche sich dann mit einer hohen Amplitude bewegt [Sch98]. Für diesen Zweck speziell geformte Bauteile ("Sonoden") werden industriell für die effiziente Übertragung von Ultraschall in Gas und Flüssigkeiten eingesetzt. Der Einsatz eines solchen Bauteils für die Frequenzmodulation in der Sättigungsspektroskopie an einer Cäsiumdampfzelle wurde im Rahmen einer Diplomarbeit erprobt [Bet97]. Ein Modulationshub von einigen MHz ließ sich ohne weiteres realisieren, jedoch beeinflusst die hohe Schallintensität leicht direkt die Frequenz des Lasers.

Eine alternative Technik, um eine mechanische Bewegung eines Piezoelements in eine Variation des optischen Weges umzusetzen, besteht in der Dehnung eines Lichtwellenleiters [Gam88]. Wenn eine Glasfaser vielfach um ein röhrenförmiges Piezoelement gewickelt ist, ändert sich der optische Weg der Faser um ein Vielfaches der Änderung des Umfangs der Piezoröhre [Dav74]. Bei 200 Umwicklungen und einem Durchmesser von 20 mm erreicht diese Bauform mit einer Spannungsamplitude von 10 V bereits die gewünschte Modulationstiefe von einigen MHz.

3.1.5. Stabilisierung auf die Hyperfeinstruktur der Cs-D₂-Linie

Der hohe Dampfdruck von Cäsium erlaubt die Realisierung von besonders kompakten Aufbauten zur Sättigungsspektroskopie. Es reicht, einen Laserstrahl in sich selbst zurück zu reflektieren und mit einer Photodiode die Transmission durch eine Cs-Dampf-Zelle bei Raumtemperatur zu messen (vgl. Abb. 3.4). Da die dopplerfreien Resonanzen ihre Ursache nicht in der Sättigung eines Übergangs haben, sondern in optischem Pumpen, genügen wenige μW an Lichtleistung. Eine weitere Folge ist, dass bereits ein äußeres Magnetfeld mit einer Stärke von 30 mG einen starken Einfluss auf das detektierte Signal nimmt [Sch94]. Daher ist die Cs-Zelle von einer Abschirmung aus μm -Metall umgeben.

Für den Regelkreis der Laserfrequenz wird ein Fehlersignal benötigt, das bei der Zielfrequenz einen Nulldurchgang hat. In dem oben beschriebenen spektroskopischen Verfahren zeichnen sich die atomaren Resonanzfrequenzen durch Minima aus. Daher wird mit einem Lock-In-Verfahren die Ableitung nach der Laserfrequenz gebildet. Bevor das Licht in die Cs-Zelle gelangt, wird es in einem piezo-optischen Modulator in seiner Frequenz moduliert. Durch



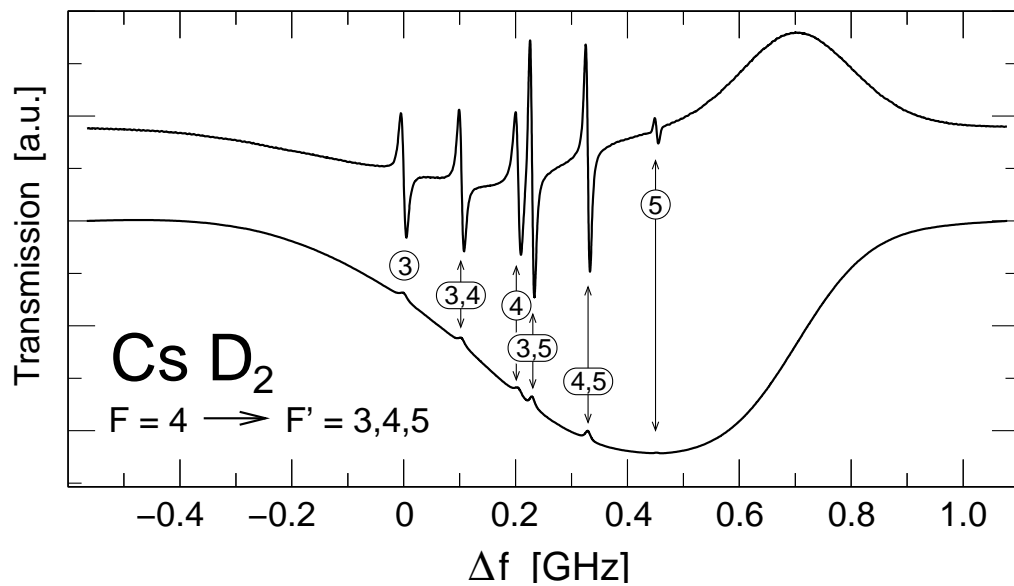


Abb. 3.5.: Das Spektrum der Cs-Resonanz $F=4 \rightarrow F'=3,4,5$ aus Sättigungsspektroskopie an einer Cs-Dampfzelle. Im unteren Teil ist die Transmission der Cs-Zelle gegen die Verstimmung der Laserfrequenz aufgetragen. Als Nullpunkt der Verstimmung wurde willkürlich die Resonanz $F=4 \rightarrow F'=3$ gewählt, deren absolute Frequenz bei 351.7215 THz liegt. Durch den Dopplereffekt erstreckt sich die Absorption über einen Bereich von 600 MHz. Die dopplereffreien Linien der Sättigungsspektroskopie machen sich durch eine leicht erhöhte Transmission bemerkbar. Sie sind jeweils mit dem Wert des Gesamtspins F' des angeregten Zustands bezeichnet. Crossoverresonanzen sind mit den beiden F' -Werten der zwei beteiligten Anregungszustände markiert. Im oberen Teil ist die durch ein Lock-In-Verfahren gewonnene Ableitung dargestellt. Sie eignet sich durch die dispersive Signalforn mit steilen Flanken an der Mitte der Resonanzen gut als Regelsignal für den Referenzlaser.

die frequenzabhängige Transmission der Cs-Zelle setzt sich dies in eine Amplitudenmodulation im Signal der Photodiode um. Die Phase dieser Amplitudenmodulation im Vergleich zur Treiberspannung des piezo-optischen Modulators enthält die Information über die Steigung des Transmissionssignals. Durch eine analoge Multiplikation von Photodiodensignal mit der Treiberspannung wird diese Phaseninformation extrahiert und ergibt ein Fehlersignal für die Laserregelung (Schaltplan in Anhang A.2). In den Abbildungen 3.5 und 3.6 sind die auf diese Weise erhaltenen Spektren der Hyperfeinstruktur der Cs-DD₂-Linie dargestellt.

Im unteren Teil der Abbildung ist jeweils die Transmission gegen die Verstimmung der Laserfrequenz aufgetragen. Man erkennt jeweils einen 500 MHz breiten Einbruch der Transmission, dessen Linien-Form auf die thermische Geschwindigkeitsverteilung der Atome in der Dampfzelle zurückzuführen ist. Aus diesem Einbruch treten die dopplereffreien Resonanzen mit einer Linienbreite von 7 MHz hervor. Durch das Zusammenspiel von optischem Pumpen und Dopplereffekt durch die thermische Geschwindigkeit der Atome ergeben sich jeweils sechs Linien, deren Form und Stärke von der Leistung und Polarisation des Anregungslichts beeinflusst

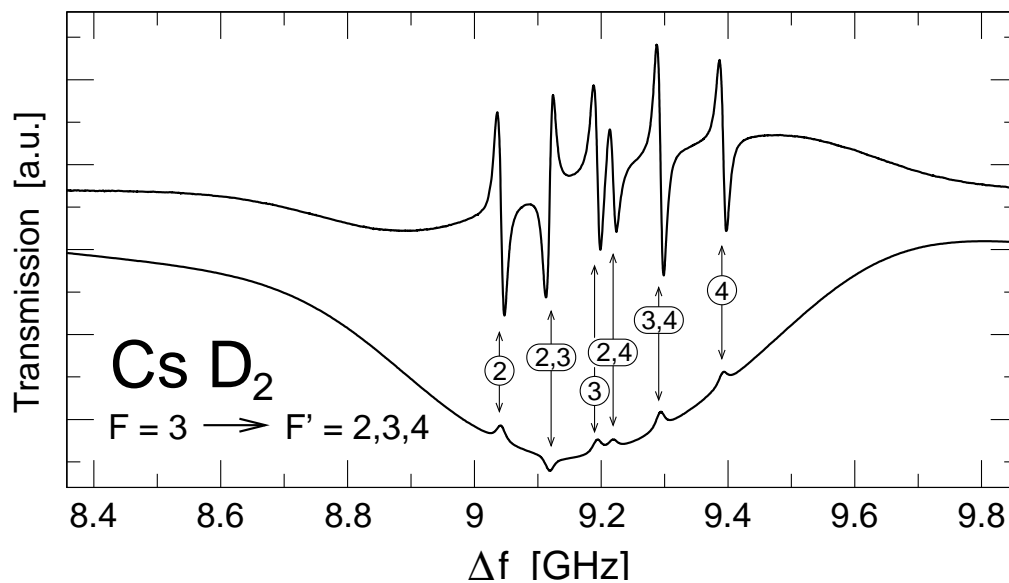
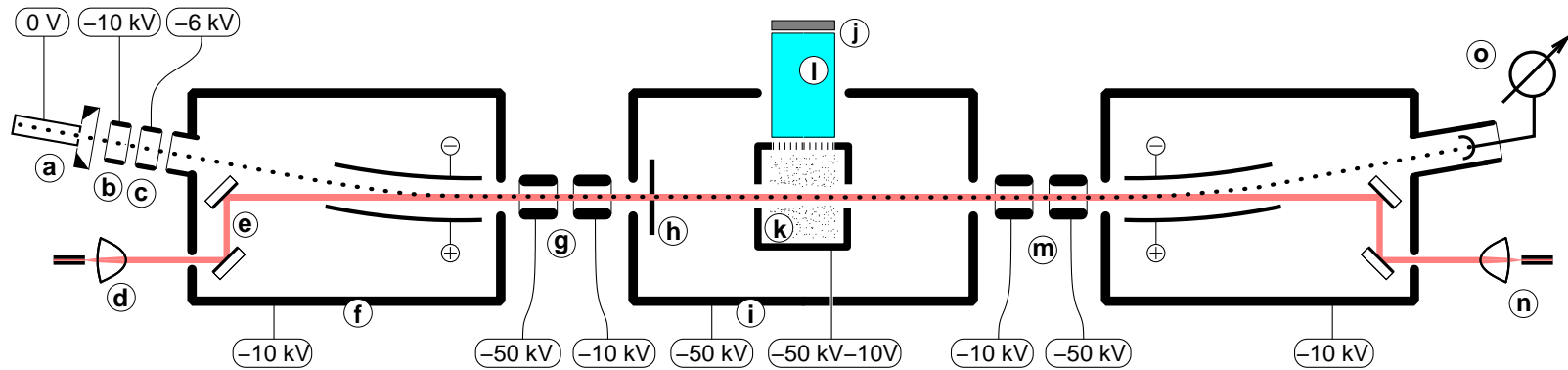


Abb. 3.6.: Das Spektrum der Cs-Resonanz $F=3 \rightarrow F'=2,3,4$ aus Sättigungsspektroskopie an einer Cs-Dampfzelle mit linear polarisiertem Licht. Wie in Abbildung 3.5 ist im unteren Teil die Transmission der Cs-Zelle und im oberen Teil ihre Ableitung aufgetragen. Die Verstimmung der Laserfrequenz bezieht sich wieder auf die Resonanz $F=4 \rightarrow F'=3$. Im Unterschied zu den anderen Linien führt die Crossover-Resonanz zwischen den Übergängen nach $F'=2$ und $F'=3$ zu erhöhter Absorption. Die Flanke ihrer Ableitung hat dadurch das umgekehrte Vorzeichen der anderen Linien. Der Fangbereich einer Laser-Regelung auf diese Crossover-Resonanz reicht von der Resonanz $F'=2$ bis zur Resonanz $F'=3$, was 250 MHz entspricht. Eine Laser-Stabilisierung auf die Crossover-Resonanz $F'=2,3$ ist damit besonders unempfindlich gegen plötzliche Störungen.

wird [Sch94].

Im oberen Teil der Abbildungen ist die mit analoger Elektronik gebildete Ableitung der Transmissionsspektren aufgetragen. In der Mitte der Resonanzen liegt jeweils eine steile Flanke einer dispersiven, symmetrischen Linienform. Daher ist es mit ihrer Hilfe ohne weiteres möglich, die Laserfrequenz mit einer Abweichung deutlich unter 1 MHz auf die Mitte der Resonanz zu stabilisieren.

Die Multiplikation der Spannung, die am piezooptischen Modulator anliegt, mit dem Signal der Photodiode ist zusammen mit einer Vorverstärkung, Filtern und einer Regel-Elektronik mit proportionalem und integrativem Anteil in einem kompakten Gerät integriert (vgl. Anhang A.2). Sein Ausgang steuert über ein Piezoelement die Stellung des Rückkoppelspiegels im Diodenlaser.



Ab. 3.7.: Skizze der Ionenstrahl-Apparatur. Die im geerdeten Hohlraum-Ionisator (a) startenden Ionen werden durch eine auf -10 kV liegende Extraktionselektrode (b) in Kombination mit einer Einzellinse (c) zu einem kollimierten Strahl geformt. In der Driftkammer (f) wird ein Laserstrahl überlagert, der durch zwei Spiegel (e) nahe an den Ionenstrahl herangeführt wird. Die Einkoppelung des Lichts aus einer Glasfaser (d) gewährleistet eine gute Strahlqualität und eine stabile Ausrichtung. Nach einer durch zwei Ring-Elektroden (g) vermittelten Beschleunigung des Ionenstrahls gelangen beide Strahlen durch die Blende (h) in ein Driftrohr (i). In der Fluoreszenzkammer (k), an die die zu messende Spannung angelegt ist, werden die Ionen optisch angeregt. Ein Glasstab (l) dient als Lichtleiter zu einem Photomultiplier, der das Fluoreszenzlicht detektiert. Eine Kombination aus Farbglas- und Interferenz-Filter (j) dämpft den störenden Einfluss von Streulicht des Lasers und Schwarzkörperstrahlung der Ionenquelle. Im weiteren Strahlverlauf schließt sich eine zur Beschleunigung symmetrische Abbremsung (m) und eine Einkoppelung (n) des Laserstrahls in antikollinearer Richtung an. Ein abschließender Faradaybecher (o) erlaubt eine Optimierung des durch die Apparatur gelangenden Ionenstroms.

3.2. Ionenstrahl

Um die angestrebte Genauigkeit erreichen zu können, muss die Ionenstrahl-Apparatur so aufgebaut sein, dass der Winkelfehler in der Überlagerung mit dem Laserstrahl kleiner als 1 mrad ist. Bei der Verwendung einer Blende, die beide Strahlen passieren, ist die Überlagerung umso genauer, je kleiner die Blendenöffnung ist.

Der Laserstrahl kann durch die Wellen-Natur des Lichts nur über eine begrenzte Strecke l_R kollimiert sein [Sie86]. Diese Rayleigh-Länge genannte Strecke ist umso kürzer, je kleiner der minimale Durchmesser ω_0 des Laserstrahls ist.

$$l_R = \frac{\pi \omega_0^2}{4\lambda} \quad (3.1)$$

Dabei ist λ die Laserwellenlänge. Bei einem Strahldurchmesser von einem Millimeter und einer Wellenlänge von 850 nm ergibt sich eine Rayleighlänge von 0.9 m. Für den Ionenstrahl ergibt sich bei gleichem Strahldurchmesser und 100 nA Strom durch die Raumladung eine Potential-Verschiebung von lediglich 80 mV. Die Ionenoptik wurde daher mit dem Ziel entworfen, an der Blende einen auf einen Millimeter Durchmesser kollimierten Ionenstrahl zur Verfügung zu stellen (siehe Abb. 3.7).

Nachdem die Calciumatome an der geerdeten heißen Wand ionisiert wurden, haben sie im Mittel keine kinetische Energie. Die Beschleunigung der Ionen erfolgt in drei Stufen. Zunächst wird mit einem Potential von -10 kV aus der Ionenquelle ein Strahl extrahiert, der bereits mit dem gewünschten Durchmesser kollimiert ist. Eine elektrostatische Ablenkung dieses Strahls um 10° erlaubt eine kollineare Überlagerung mit dem Laserstrahl. In einem zweiten Schritt werden die Ionen mit einem Potential nahe an der zu messende Spannung beschleunigt. Erst der Eintritt in die Fluoreszenzkammer bringt sie mit einer Potentialdifferenz von 10 V auf die Geschwindigkeit, bei der sie mit dem Laserlicht in Resonanz kommen. Die Trennung von Strahlerzeugung und Beschleunigung hat den Vorteil, dass für den Bau einer Apparatur für weit höhere Spannungen lediglich die Strahlbeschleunigung und die mechanische Halterung der Fluoreszenzkammer modifiziert werden müssen.

3.2.1. Ionenquelle

Bei dem hier vorgestellten Messschema tragen nur die Ionen bei, die die Ionenquelle in dem zur Anregung genutzten metastabilen Zustand verlassen. Innerhalb des Hohlraums befinden sich die Ionen im thermischen Gleichgewicht mit der geheizten Wand. Daher lässt sich die Besetzung des metastabilen Zustands n_{meta} im Vergleich zur Besetzung des Grundzustands n_0 aus der Boltzmann-Verteilung bestimmen.

$$\frac{n_{\text{meta}}}{n_0} = g_{\text{meta}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (3.2)$$

Dabei ist $g_{\text{meta}} = 2J + 1$ das statistische Gewicht des metastabilen Zustands, ΔE die Energiedifferenz zum Grundzustand und kT die mittlere thermische Energie. Für den Zustand $^2D_{3/2}$ und einer Temperatur $T = 2000$ K liegt dieser Anteil bei lediglich 0.01 %. Eine Temperatur von 2500 K verzehnfacht diesen Anteil und damit auch die zu erwartende Intensität des Fluoreszenzlichts. Aus diesen Überlegungen wird klar, dass die Hohlkammer der Ionenquelle eine möglichst hohe Temperatur erreichen sollte.



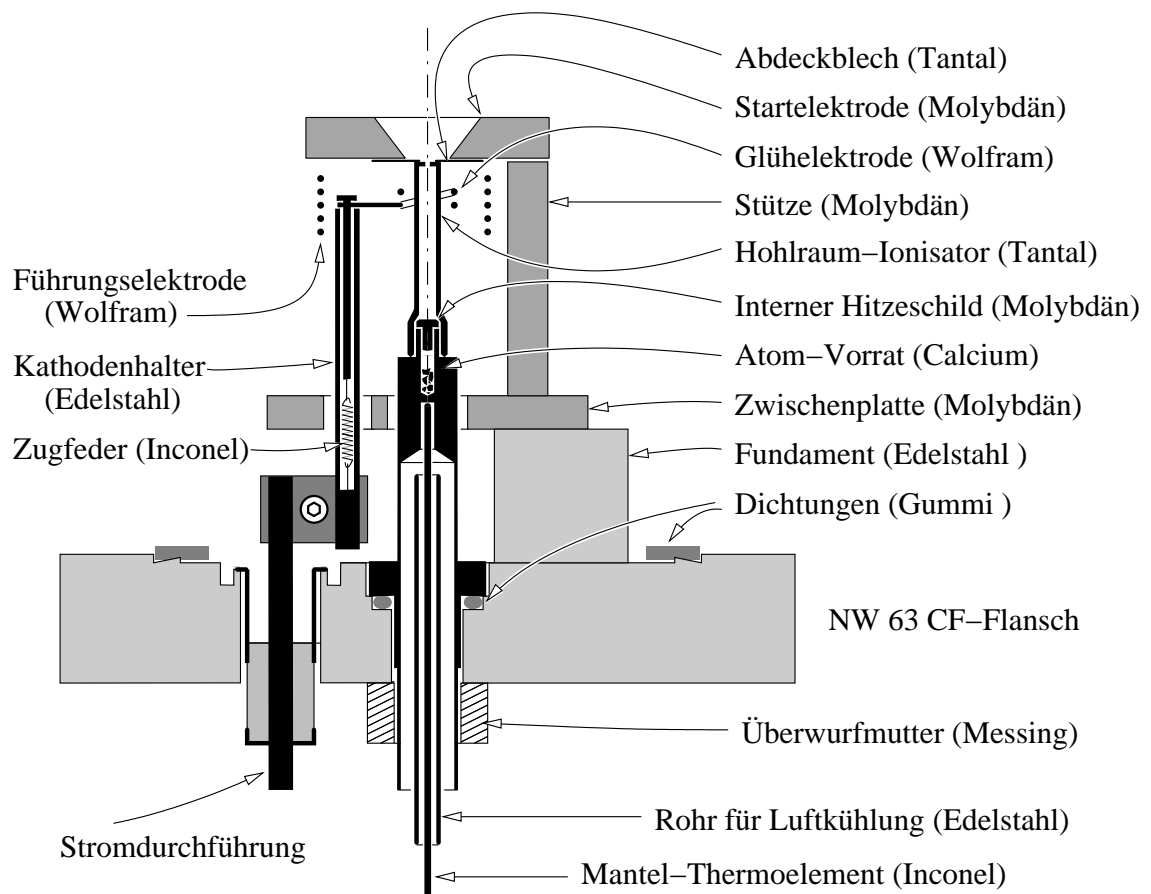


Abb. 3.8.: Querschnitt der Ionenquelle im Detail.

Zur Heizung des Ionisators werden Elektronen von einer Glühkathode aus Wolfram emittiert und durch eine Potentialdifferenz in Richtung des Ionisators beschleunigt. Wenn ein geeignetes elektrisches Führungsfeld die Elektronen ausschließlich auf den Ionisator lenkt, ist diese Art der Heizung sehr effizient. In der für das LUST-Projekt eingesetzten Ionenquelle wird dieses Führungsfeld durch eine wendelförmige Elektrode aus Wolfram erreicht, die den Ionisator und die Kathode umgibt (vgl. Abb. 2.7). An der Kathode liegt gegenüber dem geerdeten Ionisator eine Beschleunigungsspannung von -500 V an. Ein Potential von -1 kV an der Führungselektrode bewirkt, dass die Bahn fast aller von der Kathode emittierten Elektronen auf dem Ionisator endet. Durch diese sehr gezielte Heizung kann auf einen Hitzeschild im Vakuum verzichtet werden und es reicht, den Flansch der Ionenquelle von außen mit einem Lüfter zu kühlen.

Am hinteren Ende des Ionisators befindet sich der durch eine Molybdän-Schraube verschlossene Vorratsraum für metallisches Calcium (siehe Abb. 3.8). Dieser Vorrat kann mit einer Luftkühlung deutlich unter der Schmelztemperatur von Calcium gehalten werden. Ein von außen herangeführtes Thermoelement erlaubt es, die Temperatur des Atomvorrats abzuschät-

zen. Die Molybdänschraube dient als Hitzeschild, der verhindert, dass das Calcium direkt durch die Wärmestrahlung des Ionisators verdampft. Ein Detail, das die Handhabung der Ionenquelle vereinfacht, ist die Halterung der Kathode durch einen von einer Feder gezogenen Haken. Das Material der Feder ist Inconel, das bis zu einer Temperatur von 700 K eingesetzt werden kann.

Der ringförmige Spalt zwischen der Startelektrode aus Molybdän und dem Ionisator wird durch eine Folie aus Tantal abgedeckt. Dadurch wird vermieden, dass Tantal-Ionen, die durch die Elektronenstoßheizung entstehen, den Ionenstrahl verunreinigen. Außerdem wird so vermieden, dass das Licht der hell glühenden Kathode in die Fluoreszenzkammer gelangt und einen störenden Untergrund in der Photodetektion bewirkt.

3.2.2. Ionenoptik der Ionenquelle

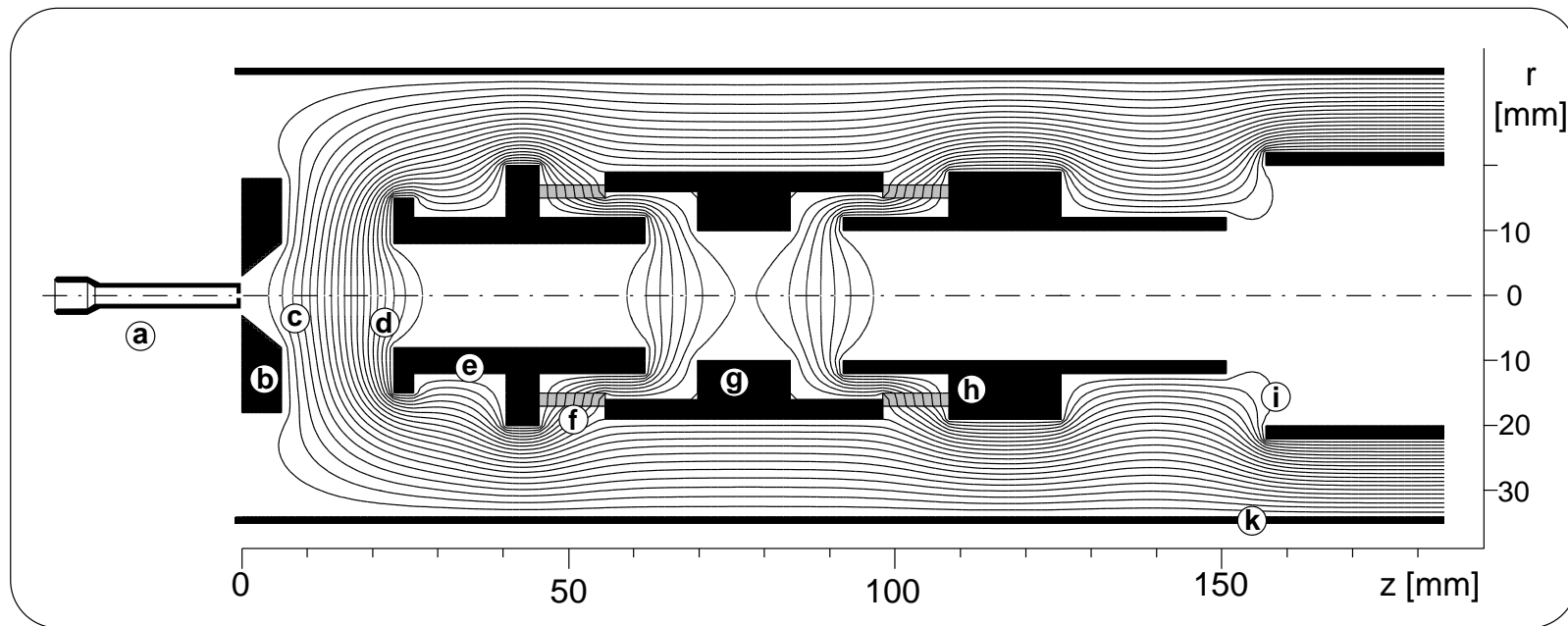
Die Extraktionselektrode, die die Ionen aus dem Ionisator abzieht, sollte einen kollimierten Strahl mit kleinem Strahl-Durchmesser formen. Eine Elektroden-Konfiguration, die diese Anforderung ideal erfüllt, wurde 1940 von J. R. Pierce auf analytischem Weg gefunden [Pie40]. Bei diesem Konzept reicht allerdings die Extraktioselektrode in radialer Richtung in Form einer Blende bis an den Strahl heran. Schon kleine Abweichungen von der radialen Geometrie lassen daher einen Teil der Ionen auf diese Blende prallen.

Um eine alternative Konfiguration von Elektroden zu finden, die ohne eine enge Blende einen kollimierten Ionenstrahl mit kleinem Durchmesser abzieht, wurde eine kommerzielle Software mit freier Software und speziell für diesen Zweck geschriebenen Programmen kombiniert. Sämtliche geometrischen Parameter einer Simulation sind in einer Datei „**Kassiber**“ enthalten, die von einem Shell-Script „**Pate**“ ausgewertet wird, um die Berechnung des elektrostatischen Feldes durch das Programm **MAFIA** (CST, Mafia Version 4.0) durchzuführen. Der besondere Vorteil des Programms **MAFIA** liegt darin, dass dieses Programm Bereiche mit besonders eng liegenden Stützstellen erlaubt. Auf diese Weise ist es möglich, den Bereich direkt vor dem Ionisator mit hoher räumlicher Auflösung zu behandeln. Die Bahn von Ionen in dem berechneten Feld wird durch ein C-Programm mithilfe eines Runge-Kutta-Algorithmus unter Berücksichtigung der Raumladung des Ionenstrahls bestimmt. Zur anschaulichen Darstellung des entstandenen Ionenstrahls wird das frei verfügbare Werkzeug **GNU PLOT** eingesetzt. Eine graphische Benutzerschnittstelle auf der Basis von TCL/TK erlaubt einen intuitiven Zugriff auf die verschiedenen Komponenten der Simulation. Diese Kombination verschiedenartiger Software ermöglicht ganz allgemein eine Simulation axial symmetrischer elektrostatischer Probleme. Ein Vergleich der Simulationsergebnisse für die Brennweite einer Ionenlinse mit einer Berechnung durch das Programm **SIMION** ergab eine Abweichung von weniger als 2% .

Das Ergebnis der numerischen Berechnungen ist in den Abbildungen 3.9 und 3.10 dargestellt. Man erkennt, dass eine Startelektrode mit kegelförmiger Vertiefung zusammen mit einer röhrenförmigen Extraktionselektrode in der Lage ist, einen kollimierten Strahl zu formen. Der Durchmesser dieses Strahls ist vergleichbar mit dem Durchmesser des Loches im Ionisator. Eine sich anschließende symmetrische Ionenlinse („Einzellinse“) erlaubt die Kollimation des Strahls während des Betriebes.

Für die Simulation wurde das Plasma im Inneren des Hohlraumionisators vernachlässigt. Außerdem wurde die z-Koordinate des Startpunktes für alle Ionenbahnen gleich gewählt. Diese beiden Idealisierungen vermindern den Rechenaufwand der Simulation erheblich, führen je-





Ab. 3.9.: Das numerisch berechnete elektrische Potential der kollimierenden Ionenoptik. In diesem Graph sind die Äquipotentiallinien im Schnitt durch die radialsymmetrischen Elektroden dargestellt. Die Abbildung zeigt die Feldverteilung mit geerdetem Vakuumrohr (k), geerdeter Startelektrode, einer Extraktion mit 10 kV und einer Spannung von 6 kV an der Mittel-Elektrode der Einzellinse. Der Abstand der Linien beträgt 500 V. Das elektrische Feld, das die im Ionisator (a) erzeugten Ionen abzieht, wird durch die Geometrie der Startelektrode (b) und den Abstand der Extraktionselektrode (e) bestimmt. Es wirkt nahe am Ionisator fokussierend (c), beim Übergang in die Extraktionselektrode (d) defokussierend. Da die Ionen den defokussierenden Teil jedoch deutlich schneller durchqueren, kann diese Anordnung insgesamt einen schmal kollimierten Ionenstrahl formen (vgl. Abb. 3.10). Im weiteren Strahlverlauf erlaubt eine aus den Elektroden (e), (g) und (h) gebildete Einzellinse die Kollimation des Ionenstrahls zu korrigieren. Die letzte Elektrode (h) der Ionenquelle hat ebenso wie die anschließende Driftröhre (i) dasselbe Potential wie die Extraktionselektrode. Zwischen den Elektroden dienen geschliffene Keramikringe (f) als isolierende Abstandshalter. In ihrem Inneren erkennt man eine Verzerrung des elektrischen Feldes auf Grund der im Vergleich zum Vakuum zehnfach erhöhten Dielektrizitätskonstante.

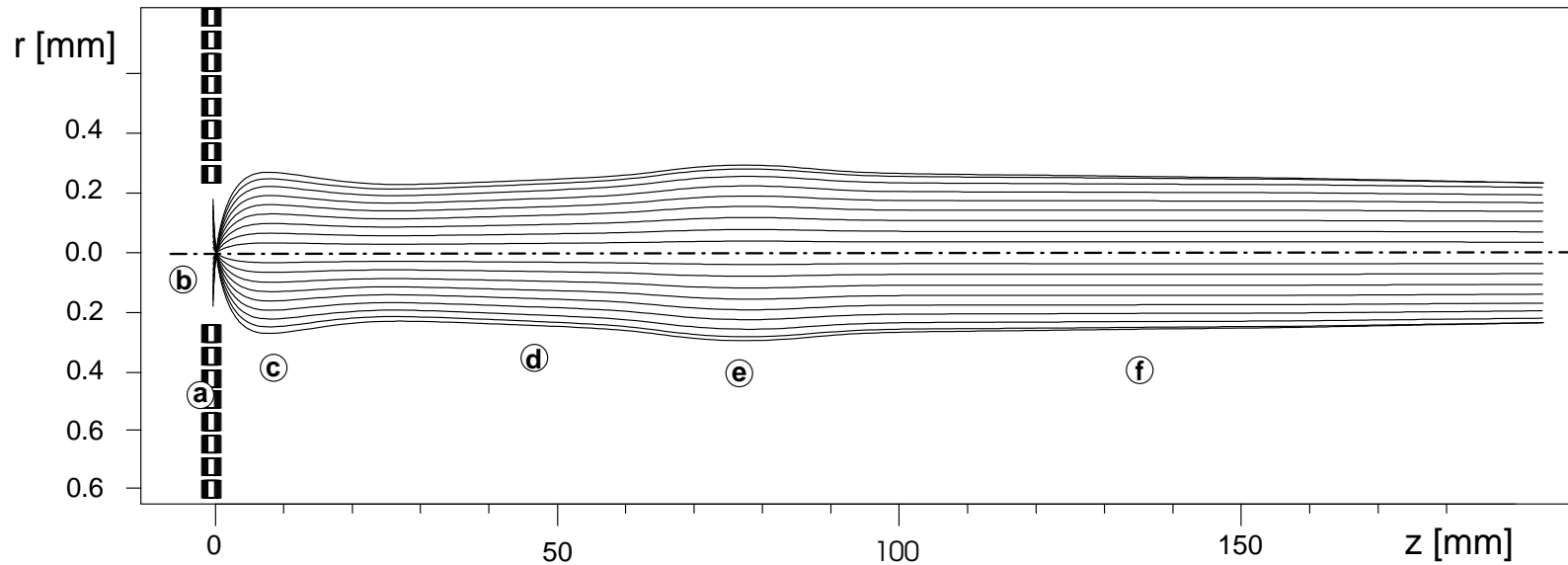
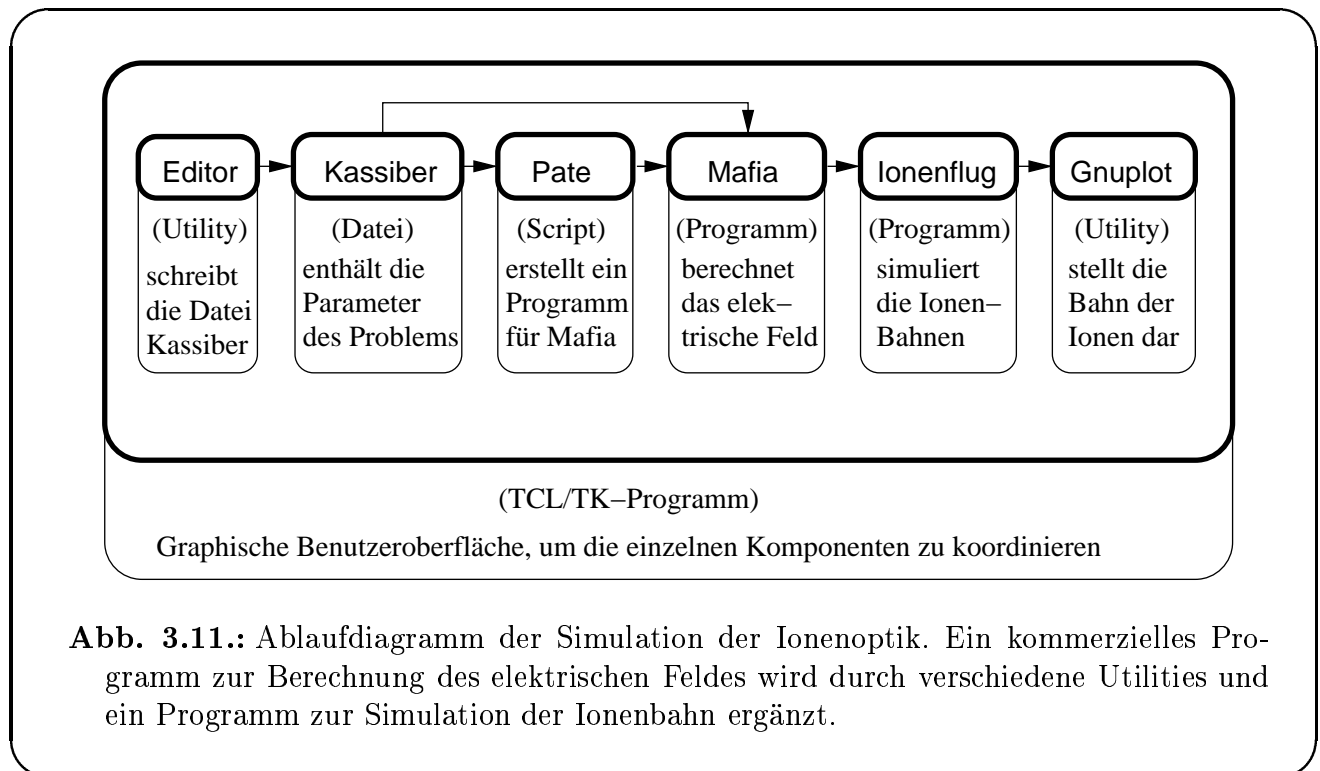


Abb. 3.10.: Simulierte Bahn der Ionen nach der Extraktion aus dem Ionisator. Für diese Simulation wurden die elektrostatischen Felder der in Abb 3.9 dargestellten Elektrodenanordnung zu Grunde gelegt. Für die Bestimmung der Raumladung wurde ein Strom von $0.5 \mu\text{A}$ angenommen. Durch diese Wahl der Geometrie der Startelektrode und der Extraktionselektrode erhält man einen kollimierten Strahl (f), dessen Durchmesser nur wenig größer als das Loch im Ionisator ist. Als Startbedingung wurden ruhende Ionen im Inneren des Lochs des Hohlraum-Ionisators (a) gewählt. Die radiale Komponente des in den Ionisator hinein reichenden Beschleunigungsfeldes bewirkt einen Fokus (b) noch innerhalb des Ionisators. Diese stark divergente Strahlcharakteristik wird durch die fokussierende Wirkung des Feldes wenige Millimeter vor dem Ionisator zunächst überkompensiert (c). Das defokussierende Feld am Eingang zur Röhre der Extraktionselektrode hat einen vergleichsweise geringen Einfluss, weil die Ionen hier schon fast die volle Extraktionsgeschwindigkeit erreicht haben. Die Geometrie der Elektrodenanordnung wurde so gewählt, dass sich an dieser Stelle (d) ein leicht divergenter Strahl ergibt. Mithilfe einer variablen Spannung an der Mittelelektrode der Einzellinse kann nun ein optimal kollimierter Ionenstrahl erreicht werden (f). Die Darstellung der Ionenbahnen ist in radialer Richtung um den Faktor 50 vergrößert dargestellt.





doch zu Abweichungen in der Feldverteilung an der Öffnung des Ionisators. In der Realität hat der Ionenstrahl daher einen deutlich höheren divergenten Anteil.

3.2.3. Qualitative Strahldiagnose

Wegen der vielen geometrischen und elektrischen Justageparameter ist ein Detektor wünschenswert, der es erlaubt, im Betrieb eine Aussage über das momentane Strahlprofil zu machen. Eine häufig verwendete Technik besteht darin, den Strom zu messen, der in einer Drahtelektrode entsteht, die durch den Strahl geschwenkt wird. Für die hier vorgestellte Apparatur ist dies nur schwer realisierbar, weil der Strahl sich auf hohem Potential befindet und von unter Hochspannung stehenden Röhren umgeben ist (vgl. Abb. 3.7). Der Einsatz von Microchannel-Plates, die kommerziell für den orts aufgelösten Nachweis von geladenen Teilchen angeboten werden, wird ebenfalls durch die Hochspannung erschwert.

Die Hochspannung lässt sich andererseits für einen einfachen Detektor ausnutzen, der ein intuitives Bild des Strahlprofils liefert. Dieser Detektor besteht aus einem feinmaschigen Edelstahlgewebe, das am Ende der unter Hochspannung stehenden Driftröhre befestigt wird, in Kombination mit dem geerdeten Fluoreszenzschirm eines Oszilloskops¹. Wenn die schnellen Teilchen des Ionenstrahls auf das Stahlgewebe mit einer Strichzahl von 25/mm aufprallen, lösen sie Sekundärelektronen aus, die durch die elektrische Potential-Differenz zum Fluoreszenzschirm beschleunigt werden. Der Aufprall der Elektronen ist vergleichbar mit dem Kathodenstrahl im regulären Betrieb des Oszilloskops und macht sich durch eine entsprechende

¹Die Röhre des Oszilloskops kann man gefahrlos öffnen, indem man eine Schlinge aus Wolframdraht um den Hals legt, die durch Stromfluss kurzzeitig zum Glühen gebracht wird. Durch den entstehenden umlaufenden Riss strömt in wenigen Stunden Luft ein und die beiden Teile der Röhre lassen sich leicht trennen.

Leuchterscheinung bemerkbar. Auf diese Weise kann durch ein Fenster in der Vakuumapparatur direkt ein Bild des Strahlprofils betrachtet werden.

3.2.4. Quantitative Strahldiagnose

Neben der Form des Strahlprofils ist auch der durch die Blenden hindurch gelangende Strom ein Parameter, der bei der Justage der Apparatur genutzt werden kann. Zur zuverlässigen Messung des Stroms eignet sich ein Faraday-Becher. Dabei handelt es sich um eine Elektrode, auf die die Ionen auftreffen, in Kombination mit einer Röhre, die beim Aufprall entstehende Sekundärelektronen durch ein zur Umgebung um etwa 10 V vermindertes Potential wieder zurück treibt. Der auf diese Weise am Faraday-Becher auftretende Strom kann direkt als Ionenstrom interpretiert werden.

Bei der Messung des im Faraday-Becher anfallenden Stroms erweist sich das hohe elektrische Potential des Ionenstrahls als Hindernis. Das Strom-Messgerät muss ebenfalls auf das Potential des Strahls gebracht werden. Dies gelingt mit einem handelsüblichen batteriebetriebenen Voltmeter mit integrierter LCD-Anzeige. Das Voltmeter misst die Spannung, die anfällt, wenn der Ionenstrom über einen 100 k Ω großen Widerstand abgeleitet wird. Die Empfindlichkeit dieser Messung liegt bedingt durch die Größe des Widerstands bei etwa ± 1 nA. Das Voltmeter befindet sich innerhalb des Vakuums unter normalem atmosphärischen Druck in einem vakuumdichten Gehäuse mit Glasfenster. Durch das Glasfenster lässt sich die LCD-Anzeige ablesen. Diese Konstruktion trägt aus naheliegenden Gründen den Namen "U-Boot". Eine kleine Schaltung mit Photodioden erlaubt es, die Strommessung mit einem Laserpointer an- und abzuschalten (Schaltplan im Anhang A.1).

3.2.5. Überlagerung von Laser- und Ionenstrahl

Um eine Überlagerung von Laser- und Ionenstrahl sowohl in kollinear als auch in anti-kollinearer Ausrichtung zu ermöglichen, wird der Ionenstrahl mit dem elektrischen Feld von Plattenkondensatoren in seiner Bahn umgelenkt (vgl. Abb. 3.12). Mit einem Abstand von 4 cm und einer Länge von 10 cm und einer Spannung, die sich vom Potential des Strahls an dieser Stelle um $\pm 10\%$ unterscheidet, wird eine Ablenkung um 10° erreicht.

Für eine exakte Strahlüberlagerung ist es erforderlich, dass beide Strahlen dieselbe Blende passieren. Die Justage der Strahlen wird stark erleichtert, wenn eine Anzeige angibt, in welche Richtung der Strahl abweicht. Zu diesem Zweck ist die hinter den Beschleunigungselektroden angebrachte Blende als Detektor ausgelegt. Auf der der Ionenquelle zugewandten Seite ist die Blende als Elektrode mit zentralem Loch ausgebildet. Der durch aufprallende Ionen bewirkte Elektrodenstrom kann verwendet werden, um den Ionenstrahl auf das zentrale Loch zu dirigieren. Die Messung und Anzeige des Elektrodenstroms erfolgt wie beim Faraday-Becher.

Wegen der in Abbildung 2.2 illustrierten geometrischen Anordnung sollte der Laserstrahl möglichst genau auf das Loch der Blende zentriert sein. Auf der von der Ionenquelle abgewandten Seite besteht die Blende daher aus einer Quadrantenphotodiode mit zentralem Loch (Advanced Photonics, Typ SD 225-23-21-040). Wenn das Profil des Laserstrahls einem Gauß-Profil entspricht, lässt es sich mit diesem Detektor sehr genau auf das Loch zentrieren. Eine Heranführung des Laserlichts zur Ionenstahlapparatur in einem Monomoden-Lichtwellenleiter stellt sicher, dass sein Strahlprofil in guter Näherung einem Gauß-Profil entspricht.



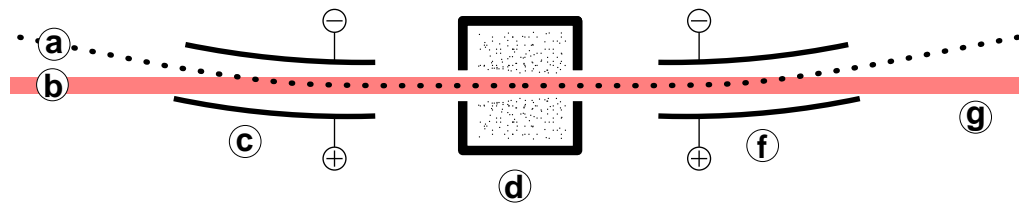


Abb. 3.12.: Überlagerung von Ionen- und Laserstrahl. Die Überlagerung von Ionenstrahl (a) und Laserstrahl (b) wird durch Kondensatorplatten (c) ermöglicht, deren elektrostatisches Feld die Bahn des Ionenstrahls krümmt. In der Fluoreszenzkammer (d) erreichen die Ionen eine zur Anregung der Resonanz ausreichende Geschwindigkeit. Ein zweites Kondensatorpaar (f) ermöglicht es, den Laserstrahl auch antikollinear zu überlagern.

Die Verwendung von Lichtwellenleitern hat weitere Vorteile. Der kollineare Laserstrahl, der in die gleiche Richtung läuft wie der Ionenstrahl, kann indirekt justiert werden. Seine Faserkoppelung wird so ausgerichtet, dass durch sie das Licht des antikollinearen Laserstrahls optimal wieder in die Glasfaser eingekoppelt wird. In diesem Fall läuft der kollineare Laserstrahl genau entgegen dem antikollinearen Laserstrahl. Mit einer wechselweisen Optimierung der Wiedereinkoppelung jeweils durch Variation der Kollimation kann erreicht werden, dass der Fokus der Laserstrahlen genau bei der Fluoreszenzkammer liegt. Auf diese Weise wird der systematische Fehler minimiert, der durch divergentes Laserlicht bewirkt wird. Diese präzise Strahl-Justage wird mit schwachen Linsen erreicht, deren Verschiebung den Laserstrahl mit einer starken Untersetzung beeinflussen (siehe Abb. 3.13).

3.2.6. Beschleunigung

Für die elektrostatische Beschleunigung der Ionen auf ein Potential, das nahe an der zu messenden Spannung liegt, wurde eine Elektrodenkonfiguration gesucht, an deren Ausgang wieder ein kollimierten Strahl vorliegt. Für diese Anforderung sind zwei Konzepte denkbar. Eine Möglichkeit besteht darin, die Fokussierung durch die Beschleunigung so groß zu halten, dass sie durch die defokussierende Wirkung der Raumladung gerade ausgeglichen wird [Lap70]. Diese Bauweise ist besonders geeignet bei hohen Strahlluminositäten und einem großem Verhältnis von elektrischer Ladung zu Teilchenmasse. Sie wird daher bevorzugt für intensive Elektronenstrahlen und die Vorbeschleunigung für die Injektion in Speicherringen eingesetzt. Bei dem hier vorgestellten Ionenstrahl ist jedoch die Masse der Ionen im Vergleich zur Raumladung so schwach, dass eine solche Beschleunigungsstruktur sehr lang werden würde. Daher wurde ein alternatives Konzept verfolgt, bei dem die Raumladung nur die Rolle einer vernachlässigbaren Störung spielt.

Bei diesem Konzept wird der Strahl mit einer kurzen Brennweite fokussiert und in einem zweiten Schritt wieder kollimiert (vgl. Abb. 3.14). Indem die fokussierende und die kollimierende Ionenlinse durch getrennte Elektroden erreicht werden, lässt sich ihre Stärke an die gewünschten Endgeschwindigkeiten anpassen. Die Ionenlinse, die zwischen diesen beiden Elektroden auftritt liegt auf der Höhe des Strahlfokus. Sie hat daher keinen Einfluß auf die Brennweite

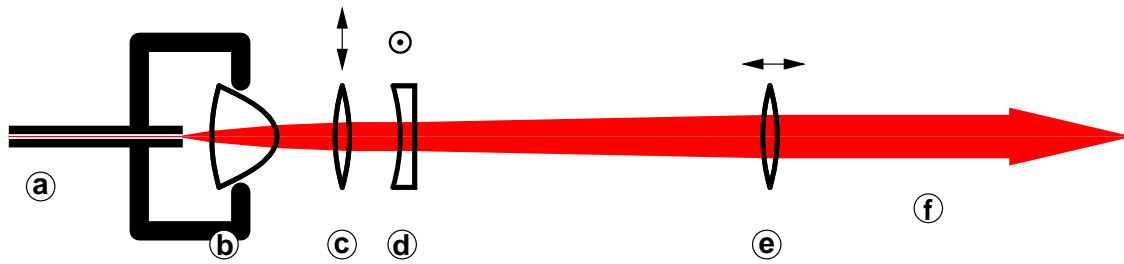


Abb. 3.13.: Justage des kollinearen Laserstrahls mithilfe von schwachen Linsen. Das in einer Glasfaser (a) herangeführte Licht wird mit einer asphärischen Linse (b), die eng mit dem Faserende verbunden ist, bis auf eine Restdivergenz kollimiert. Mit einem Paar schwacher konvexer (c) und konkaver Linsen (d) mit einer Brennweite von 1 m lässt sich der Strahl leicht schwenken, indem die Linsen senkrecht zum Strahl verschoben werden. Eine weitere schwache konvexe Linse (e) kollimiert den Strahl vollständig (f). Durch eine Verschiebung dieser Linse in Strahlrichtung kann diese Kollimation präzise eingestellt werden.

des Gesamtsystem. Die Ionenoptik ähnelt damit dem eines optischen Galilei-Teleskops mit Raumlinse. Ähnlich, wie bei der Lichtoptik vergrößert die Raumlinse den Akzeptanzwinkel der Konfiguration. Die Gesamtlänge der Beschleunigungseinheit liegt bei lediglich 160 mm.

Eine Ionenlinse mit der Brennweite b lässt sich sowohl durch Beschleunigung als auch durch Abbremsung realisieren. Daher sind bei gegebenen geometrischen Abmessungen drei Betriebsmodi möglich. Welche Kombination von Beschleunigung und Abbremsung sinnvoll ist, hängt vom Verhältnis $a = E_{\text{end}}/E_{\text{start}}$ der Strahlenergie vor und nach der Beschleunigung ab.

$a < 3$: Bei geringer Beschleunigung wird die erste Ionenlinse durch Abbremsung realisiert. Die Kollimationslinse entsteht durch eine Beschleunigung auf die gewünschte Endspannung. Beispiel: 10 kV \rightarrow 2 kV \rightarrow 3 kV \rightarrow 15 kV. Bei dieser Betriebsweise sind die Ionen am Fokus vergleichsweise langsam.

$3 < a < 20$: Bei moderater Beschleunigung werden fokussierende und kollimierende Ionenlinse durch Beschleunigung erreicht. Die Raumlinse entsteht durch eine Abbremsung. Ein Beispiel, das in Abbildung 3.14 dargestellt ist, ist die Spanungskonfiguration 10 kV \rightarrow 50 kV \rightarrow 11 kV \rightarrow 50 kV. Der besondere Vorteil liegt hier darin, dass die Spannung der ersten Beschleunigungselektrode identisch mit der Endspannung ist.

$a > 20$: Bei großer Gesamtbeschleunigung können alle drei Ionenlinsen durch Beschleunigung gebildet werden. Beispiel: 10 kV \rightarrow 50 kV \rightarrow 70 kV \rightarrow 300 kV. Ein solch hoher Spannungshub setzt allerdings größere Isolationsabstände voraus, so dass die Beschleunigungseinheit insgesamt deutlich länger wird.

3.2.7. Fluoreszenznachweis

Erst in der Fluoreszenzkammer erreichen die Ionen die Geschwindigkeit, bei der sie durch den Laser angeregt werden. Der Potentialunterschied zwischen der Fluoreszenzkammer und dem

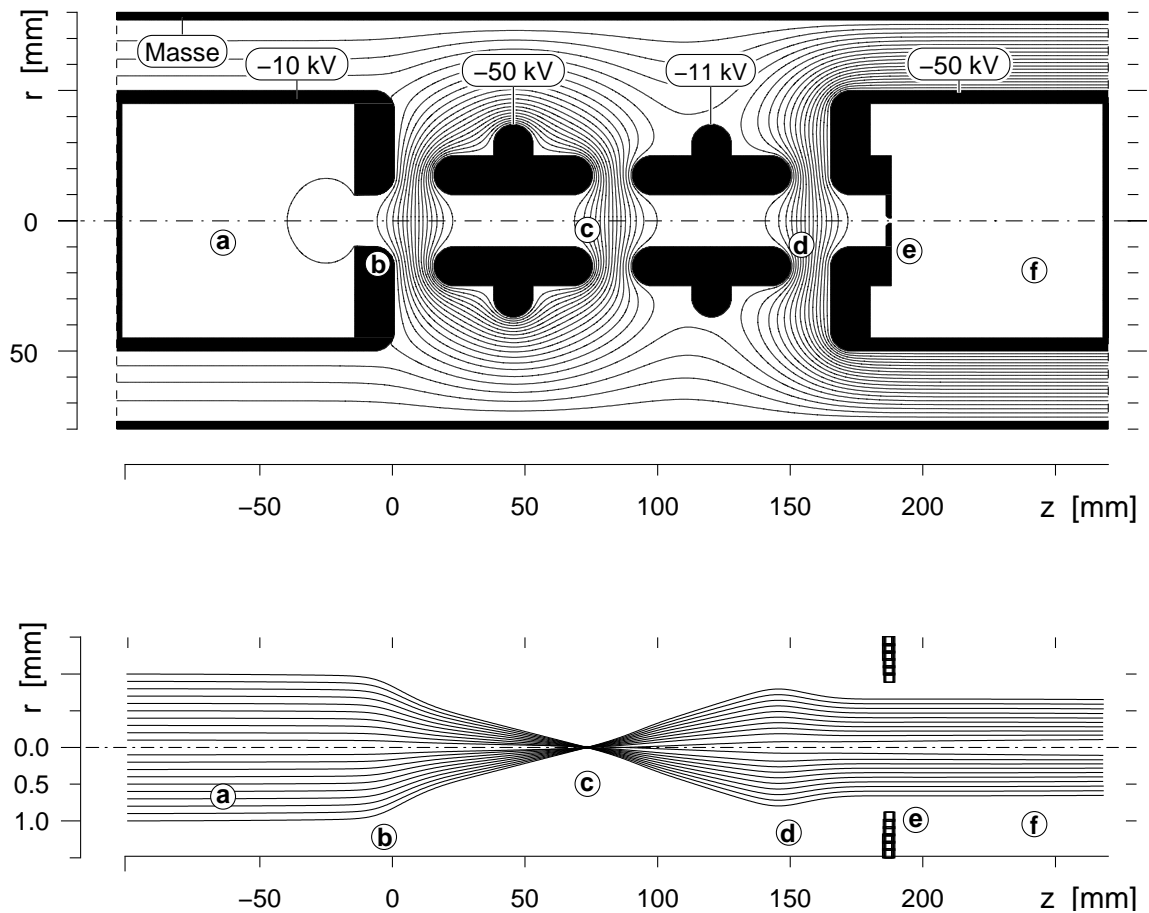


Abb. 3.14.: Feldverteilung und Strahlverlauf in der Beschleunigungsstrecke bei einer End-Energie von 50 kV. Im oberen Teil der Abbildung ist das numerisch berechnete elektrostatische Feld dargestellt. Der Abstand der Potentiallinien beträgt 2.5 kV. Der unteren Teil bildet den für dieses Feld simulierte Strahlverlauf ab, wobei der radiale Maßstab stark vergrößert dargestellt ist. Die Ionenoptik ähnelt der eines Galilei-Teleskops. Der in der auf Driftröhre (10 kV) kollimierte Ionenstrahl (a), wird durch die starke Ionenlinse (b) beim Übergang zur ersten Beschleunigungselektrode (50 kV) mit einer Brennweite von 7,5 cm fokussiert (c). Durch den Fokus hat die an dieser Stelle befindliche Ionenlinse beim Übergang zur zweiten Beschleunigungselektrode (11 kV) wenig Auswirkung auf die Strahldivergenz. Die Potentialdifferenz zu den 50 kV der Fluoreszenzkammer bewirkt eine Ionenlinse (d), die ausreicht, um den Ionenstrahl wieder zu kollimieren (f). Dabei passiert der Strahl eine enge Blende (e), die die geometrische Lage des Strahls festlegt.

vorgelagerten Driftrohr reicht mit einigen 10 V aus, um eine Anregung im Driftrohr zu vermeiden. Gleichzeitig ist dieser Spannungshub im Vergleich zur Gesamt-Beschleunigungsspannung so klein, dass die Wirkung der resultierenden Ionenlinse auf die Bahn der Ionen vernachlässigt werden kann.

Fluoreszenzlicht der Ionen, die durch spontanen Zerfall in den Grundzustand übergehen, wird durch einen massiven, zylindrischen BK7-Glasstab an einen Photomultiplier außerhalb des Vakuums weitergeleitet. Ein Drahtgitter vor der Frontfläche des Glasstabes schirmt die Anregungsstrecke gegen den Durchgriff externer elektrischer Felder ab. Ein Interferenzfilter mit einer Transmissionsbreite von 9 nm (Schott Typ, DAD15) reflektiert störendes Hintergrundlicht der weiß glühenden Ionenquelle. Streulicht des Anregungslasers wird zusätzlich durch Farbfilter (Schott, Typ BG 39 und BG 3) um 80 dB abgeschwächt.

Eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Zählrate im Photomultiplier ergibt etwa 10 kHz pro nA Ionenstrom in der Fluoreszenzkammer. Dabei wurde angenommen, dass 300 ppm der Ionen die Fluoreszenzkammer im metastabilen Zustand erreichen, das Fluoreszenzlicht mit einer Wahrscheinlichkeit von 5% in den Glasstab gelangt und mit einer Quanteneffizienz von 20% im Photomultiplier in eine Elektronenlawine umgewandelt wird. Die Bandbreite einer Regelung des Anregungslasers auf das Maximum der Fluoreszenz mithilfe einer Lock-In-Technik ist wegen der damit verbundenen Mittelungen um etwa drei Größenordnungen kleiner als die Zählrate. Wenn der Ionenstrahl mit einer Stromstärke von 100 nA die Fluoreszenzkammer erreicht, sollte sich im Fehlersignal der Laserregelung eine Schwankung der Hochspannung mit den 50 Hz sicher nachweisen lassen.

3.3. Wavemeter

Eine Abweichung von maximal 1 MHz in der Bestimmung der dopplerverschobenen Resonanzfrequenz f_+ der Ionen entspricht einer relativen Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-9}$. Da eine direkte Messung der Lichtfrequenz nicht möglich ist, wird der Zusammenhang $\lambda_+ = c/f_+$ zwischen Frequenz und Wellenlänge λ_+ ausgenutzt. Ein Vergleich mit der bekannten Wellenlänge λ_{Ref} eines Referenzlasers liefert daher bei bekannter Lichtgeschwindigkeit c den absoluten Wert der Frequenz f_+ . Dieser Vergleich kann mithilfe eines Interferometers erfolgen, in dem gleichzeitig beide Lichtfrequenzen zur Interferenz gebracht werden. Um die hohe angestrebte Genauigkeit zu erreichen, muss es so aufgebaut sein, dass der Unterschied im Interferenzsignal ausschließlich auf die Frequenzdifferenz der beiden Lichtfelder zurückzuführen ist.

3.3.1. Mach-Zehnder-Interferometer mit Faseroptik

Der optische Teil des hier vorgestellten Wavemeters ist als dynamisches Mach-Zehnder-Interferometer mit gegenläufigem Strahlengang für das zu messende und das Referenzlicht realisiert (siehe Abb. 3.15). Bis auf die variierte optische Wegstrecke wird das Licht ausschließlich in Lichtwellenleitern geführt. In einem Arm des Interferometers wird das Licht zwischen den beiden mittleren Strahlteilern (b) und (c) direkt weitergeleitet. Im zweiten Arm wird es dagegen in einer Luftstrecke über einen Retroreflektor geführt. Die optische Weglängendifferenz $\Delta L(t)$ des Interferometers wird variiert, indem der Retroreflektor parallel zum Lichtstrahl verfahren wird.



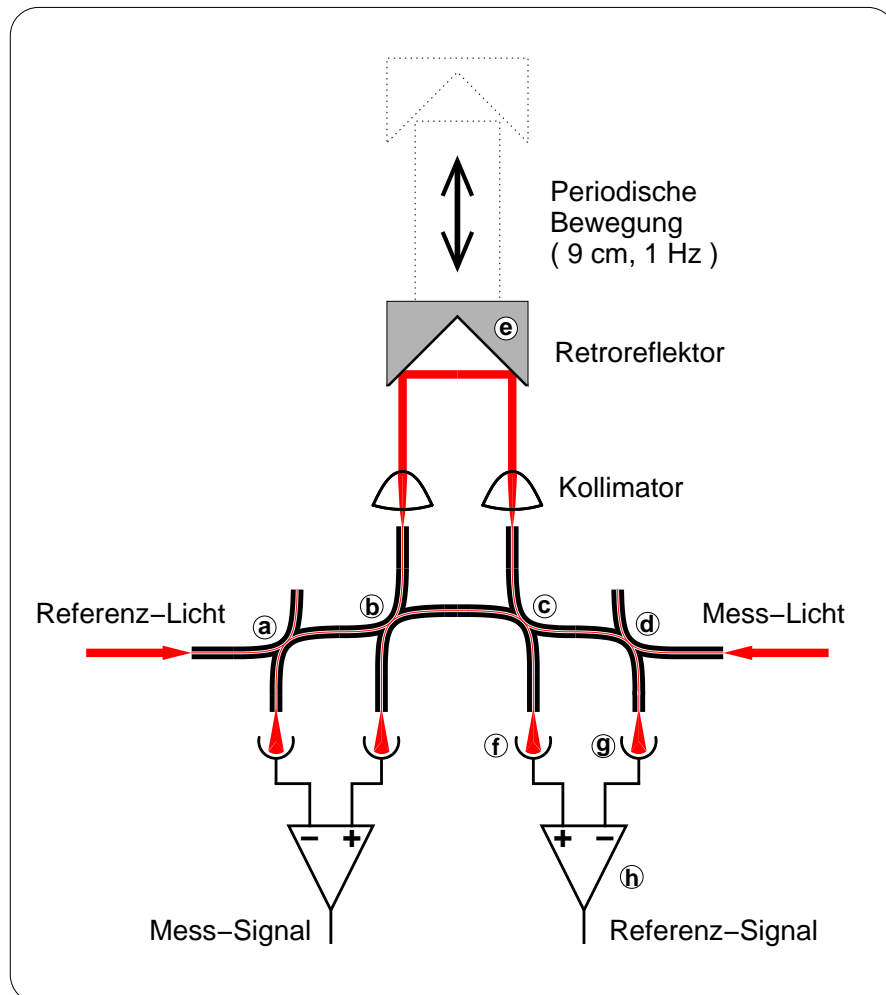


Abb. 3.15.: Wavemeter Prinzipskizze. Das Licht des Referenzlasers tritt von links durch den Faserstrahlteiler (a), wird im Strahlteiler (b) aufgespalten in einen Anteil, der direkt zum dritten Strahlteiler (c) gelangt und einen, der den Umweg über den Retroreflektor (e) nimmt. Der Retroreflektor wird periodisch vor- und zurück-bewegt. Die Intensität der beiden Ausgänge des dritten Strahlteilers (c) enthält die Information über die momentane optische Weglängendifferenz des Interferometers. Sie wird durch Photodioden detektiert, deren Differenz (h) das Referenz-Signal bildet. Das Licht des zu messenden Lasers durchläuft das Wavemeter in entgegengesetzter Richtung und erzeugt in gleicher Weise das Mess-Signal.

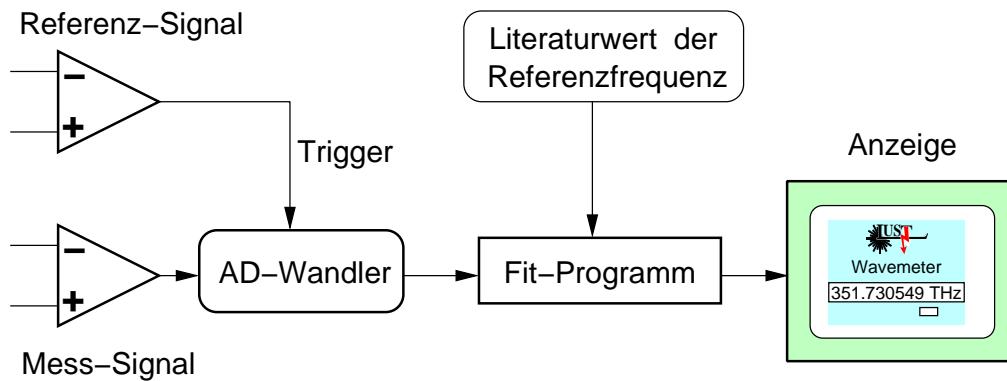


Abb. 3.16.: Die Auswertung des Interferometer-Signals im Wavemeter.

Die Verwendung von Monomodalen-Lichtwellenleitern wirkt sich in doppelter Weise positiv auf die erreichbare Genauigkeit der Messung aus. Zum einen haben sie den Charakter eines Raumfilters, so dass das Strahlprofil im variablen Teil des Interferometers in guter Näherung einem Gauß-Strahl entspricht. Die Krümmung der Wellenfronten in diesem Teil ist daher minimal. Dies ist von Vorteil, weil die Beziehung $f = c/\lambda$ zwischen Lichtfrequenz und Wellenlänge streng nur für ebene Wellen gilt. Außerdem ermöglicht die Verwendung von Lichtwellenleitern eine exakte Justage: Die Kollimatoren werden so eingestellt, dass das Licht aus der Glasfaser nach dem Weg über den Retroreflektor wieder effektiv in eine zweite Glasfaser eingekoppelt wird. Licht, dass in umgekehrter Richtung die zweite Glasfaser verlässt, nimmt mit hoher Genauigkeit denselben Weg. Eine getrennte Justage des entgegenlaufenden Strahls entfällt.

Bei der Bewegung des Retroreflektors variiert die Lichtintensität an den Ausgängen des Strahlteilers, in dem das Licht wieder zusammengeführt wird. Diese Schwankungen, die die Information über die momentane optische Weglängeninterferenz enthält, sind genau antikorreliert. Daher kann aus der Differenz der Intensitäten, die mit Photodioden gemessen werden, ein um Null symmetrisches Signal gewonnen werden. Am Nulldurchgang dieses Signals ist die optische Weglängendifferenz ΔL ein Vielfaches der halben Wellenlänge des interferierenden Lichts. Der Vorteil dieser Differenzbildung liegt darin, dass eine Intensitätsschwankung des in das Interferometer eintretenden Lichts keinen Einfluss auf die Lage des Nulldurchgangs hat. Das Referenzlicht wird gleichzeitig mit dem zu messenden Licht im Interferometer zur Interferenz gebracht. Es unterscheidet sich lediglich durch die Laufrichtung, so dass die sich daraus ergebende Interferenz auf derselben optischen Weglängendifferenz beruht. Damit kann aus einem Vergleich der beiden Interferenz-Signale mit hoher Genauigkeit auf das Verhältnis der beiden Wellenlängen geschlossen werden.

3.3.2. Auswertung der Interferometer-Signale

Der zeitliche Verlauf der Interferometer-Signale spiegelt die momentane Geschwindigkeit der Reflektor-Bewegung wieder. Je schneller der Reflektor bewegt wird, um so schneller ist die Folge aus konstruktiver und destruktiver Interferenz. Zusätzlich sind die beiden Interferometersignale eng miteinander korreliert, denn das Referenzlicht durchläuft das Interferometer zu

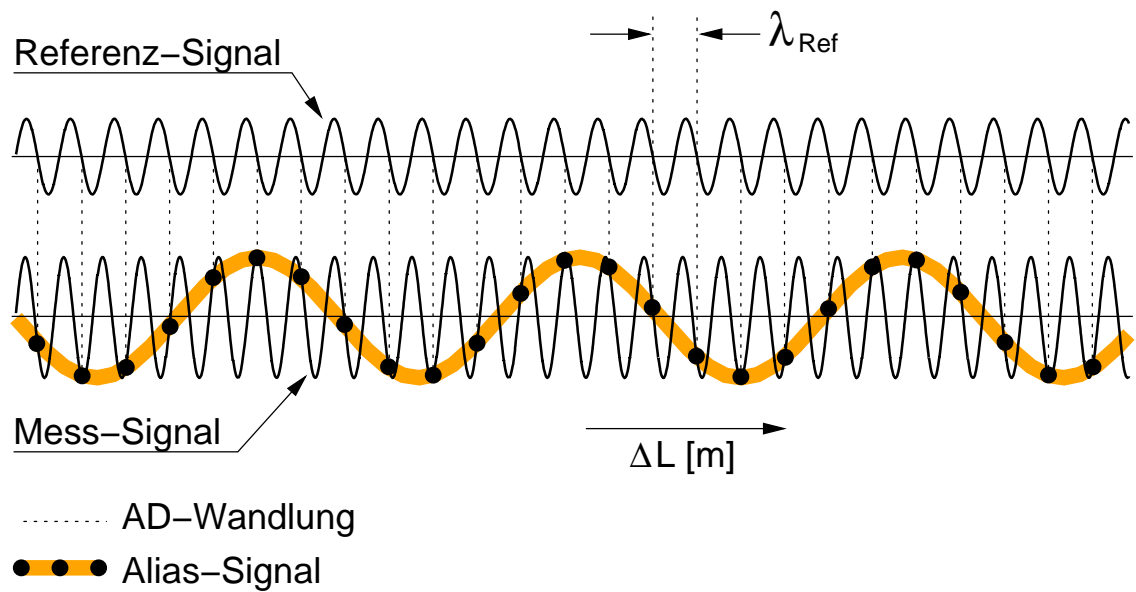


Abb. 3.17.: Die Abtastung des Mess-Signals im Wavemeter. Im Ortsraum der optischen Weglängendifferenz ΔL sind sowohl Referenz-Signal als auch Mess-Signal in guter Näherung sinusförmig. Die AD-Wandlung des Mess-Signals wird durch einen fallenden Nulldurchgang des Referenz-Signals ausgelöst. Weil sich die Ortsfrequenzen der beiden Signale nur wenig unterscheiden, entsteht ein Alias-Signal mit der Differenzfrequenz.

jeder Zeit mit derselben optischen Weglängendifferenz wie das zu messende Licht. In dieser Korrelation steckt die Information über die Wellenlänge des zu messenden Lichts. Ziel der Auswertung muss es daher sein, die Korrelation zu erhalten, ohne dass die Geschwindigkeit des Retroreflektors Einfluss nimmt.

Zu diesem Zweck wird eine Analog-zu-Digital-Wandlung (kurz AD-Wandlung) zu den Zeitpunkten vorgenommen, an denen das Referenz-Signal einen fallenden Nulldurchgang macht. Die Wandlung kann als Abtastung des Mess-Signals mit einer durch das Referenz-Signal vorgegebenen Tastrate verstanden werden. Durch diese besondere Art der Synchronisierung bezieht sich der entstehende Datensatz nicht auf die Zeit, sondern auf die optische Weglängendifferenz ΔL des Interferometers. Daher hat die momentane Geschwindigkeit der Bewegung des Retroreflektors keinen Einfluss auf das Resultat der Auswertung. Die Ortsfrequenz des Referenzlichts $\tilde{f}_{\text{Ref}} = 1/\lambda_{\text{Ref}}$ unterscheidet sich nur wenig von der des zu messenden Lichts $\tilde{f}_{\text{Mess}} = 1/\lambda_{\text{Mess}}$. In dem aus der Abtastung entstehenden Datensatz liegt daher ein Alias-Signal erster Ordnung vor (vgl. Abb. 3.17). Die Frequenz dieses Alias-Signals hat den gleichen Wert wie der Betrag der Differenzfrequenz:

$$\tilde{f}_{\text{Alias}} = \left| \tilde{f}_{\text{Mess}} - \tilde{f}_{\text{Ref}} \right|. \quad (3.3)$$

Der Wert der Aliasfrequenz lässt sich sehr genau mit einem Programm ermitteln, das iterativ die Frequenz ermittelt, bei der eine Sinus-Funktion sich minimal vom gemessenen Datensatz unterscheidet. Diese Technik, für die sich die englische Bezeichnung Fit eingebürgert hat, zieht

jeden Datenpunkt zur Berechnung heran. Bei dem hier vorgestellten Wavemeter mit 9 cm Verschiebung des Retroreflektor hat der Datensatz $2 \cdot 10^5$ Datenpunkte. Daher haben statistische Schwankungen durch Rauschen in der Lichtdetektion und die Stufung der Digitalisierung keinen Einfluss auf das Ergebnis.

Eine Nichtlinearität in der Umwandlung von der Lichtintensität in eine elektrische Spannung führt zu einer verzerrten Sinusform in der Signalform. Daher wird zur Anpassung an den Datensatz die Sinusfunktion durch Anteile der höheren Harmonischen von \tilde{f}_{Alias} ergänzt, und die Fit-Funktion $F_{\text{Fit}}(l)$ lautet:

$$F_{\text{Fit}}(l) = A_0 + A_1 \sin(l\tilde{f}_{\text{Alias}} + \phi_1) + A_2 \sin(2l\tilde{f}_{\text{Alias}} + \phi_2) + A_3 \sin(3l\tilde{f}_{\text{Alias}} + \phi_3) \quad , \quad (3.4)$$

wobei l der Index des Datensatzes ist. Ein speziell für dieses Problem geschriebenes Fitprogramm ermittelt den Satz von Parametern (A_0, A_1, \dots) , mit dem diese Funktion optimal mit den digitalisierten Daten übereinstimmt. Aus der Alias-Frequenz \tilde{f}_{Alias} lässt sich nun der mithilfe der bekannten Frequenz f_{Ref} des Referenzlichts die Frequenz f_{Mess} des zu messenden Lichts ermitteln.

$$f_{\text{Mess}} = f_{\text{Ref}} \left(1 + \tilde{f}_{\text{Alias}} \right)^{\pm 1} \quad (3.5)$$

Das Vorzeichen im Exponenten bestimmt sich aus dem zunächst unbekannten Vorzeichen der Differenz von Mess- und Referenzfrequenz. Die Auswertung liefert damit zwei mögliche Werte. Diese Unbestimmtheit erklärt sich daraus, dass der Wert der Alias-Frequenz immer positiv ist (vgl. Gleichung (3.3)). Die fehlende Information, welcher der beiden Werte der gesuchten Frequenz entspricht, kann aus einer parallelen Zählung der Nulldurchgänge der beiden Interferometer-Signale abgeleitet werden. Das Vorzeichen der Differenz der beiden Zählergebnisse stimmt mit dem Vorzeichen der Differenz von Mess- und Referenzfrequenz überein.

Eine Nachteil der Auswertung mit einer Fit-Routine besteht darin, dass das Verfahren versagt, wenn die Frequenz des Referenz-Licht sich der des zu messenden Lichts annähert. In diesem Fall verschwindet die Differenz der Ortsfrequenzen, das Ergebnis der AD-Wandlung ist ein konstanter Wert und eine Anpassung eines Sinus ist nicht sinnvoll möglich. Eine stabile Anwendung des Fit-Algorithmus setzt einige volle Perioden im Datensatz voraus. Bei einer Variation der optischen Weglänge um 18 cm und Licht im nahen Infrarot entspricht dies einigen GHz Differenzfrequenz. Schwebungsfrequenzen in dieser Höhe lassen sich ohne den Umweg eines Interferometers direkt mit elektronischen Mitteln bestimmen. Daher bedeutet das Versagen des Wavemeters für Licht, dessen Frequenz dem Referenzlicht eng benachbart ist, keine gravierende Einschränkung.

3.3.3. Justage

Die Genauigkeit des Wavemeters hängt erheblich von einer korrekten Justage ab. Insbesondere setzt die Auswertung voraus, dass die beiden Laserstrahlen exakt gegenläufig das Wavemeter durchlaufen. Diese Justage wird durch die Verwendung von Lichtwellenleitern erleichtert. Wenn ein Lichtstrahl mit maximaler Effizienz in eine Glasfaser eingekoppelt wird, dann läuft ihm Licht, das die Glasfaser verlässt, mit hoher Präzision entgegen. Die auf diese Weise erreichte Winkelabweichung ist etwa 0.1 mrad. Eine Winkelabweichung der beiden Laserstrahlen führt dazu, dass die Bewegung des Retroreflektors den optischen Weg des einen stärker verkürzt als den des anderen. Der aus kleinen Winkelabweichungen $\Delta\alpha_{\text{Ref}}$ und $\Delta\alpha_{\text{Mess}}$ der beiden



Laserstrahlen gegenüber der Bewegung des Retroreflektors resultierende relative Messfehler für die Laserfrequenz $\delta f/f$ lässt sich abschätzen durch

$$\begin{aligned}\frac{\delta f}{f} &= \cos(\Delta\alpha_{\text{Ref}}) - \cos(\Delta\alpha_{\text{Mess}}) \\ &\cong (\Delta\alpha_{\text{Mess}})^2 - (\Delta\alpha_{\text{Ref}})^2 \quad .\end{aligned}\tag{3.6}$$

Eine Winkelabweichung zwischen den Strahlen von 0.1 mrad führt damit im ungünstigsten Fall zu einem Fehler von $\delta f/f = 10^{-8}$. Für eine genauere Justage kann ausgenutzt werden, dass dieser Fehler das Vorzeichen wechselt, wenn die Frequenzen der beiden Laserstrahlen vertauscht werden. Daher ist eine optimale Justage dann erreicht, wenn die Auswertung unabhängig von einer Vertauschung von Referenz- und Mess-Laser das gleiche Ergebnis liefert.

Eine weniger offensichtliche Bedingung für eine korrekte Auswertung ist, dass die Datennahme mit der Triggerung synchronisiert ist, da der bei der Digitalisierung erstellte Datensatz nur dann von der momentanen Geschwindigkeit des Reflektors unabhängig ist. Eine Verzögerung der Wandlung um ein Zeitintervall Δt entspricht abhängig von der momentanen Geschwindigkeit des Reflektors einer mehr oder weniger großen optischen Wegstrecke. Das bedeutet, dass die AD-Wandlung für eine Reflektor-Position erfolgt, die geschwindigkeitsabhängig mehr oder weniger weit von der Position entfernt ist, an der der Nulldurchgang des Referenz-Signals erfolgte. Da das Mess-Signal bei einer optischen Weglängenänderung um $\lambda_{\text{Mess}}/2$ um den vollen Signalhub variiert, reicht bereits eine kleine Verzögerung für eine deutliche Abhängigkeit von der Geschwindigkeit. Die Anpassung einer Sinusfunktion führt dann zu einem verfälschten Ergebnis für \tilde{f}_{Mess} .

Eine gezielte elektronische Verzögerung des Trigger-Signals um Δt kann diesen Fehler kompensieren. Um empirisch zu bestimmen, ob eine gewählte Verzögerung bereits ausreicht, wird das Interferometer mit derselben Lichtfrequenz für f_{Ref} wie für f_{Mess} und verschiedenen Geschwindigkeiten der Reflektorbewegung betrieben. Im angestrebten Fall von $\Delta t = 0$ sollte unabhängig von der Geschwindigkeit über die gesamte Wegstrecke der gleiche Wert gemessen werden. Ist dies nicht der Fall, kann mit einer Verzögerungsleitung korrigiert werden.

3.3.4. Technische Realisation

Beim Aufbau des Interferometers wurde eine kompakte Bauweise angestrebt, um das Wavemeter transportabel zu halten. Als Strahlteiler werden bidirektionale Faserkoppler verwendet. Die Enden der Monomod-Faserstrecken sind mit schräg angeschliffenen Steckern des Standards FC/APC ausgestattet. Dies vermeidet, dass an den Endflächen reflektiertes Licht wieder durch die Glasfaser geleitet wird. Faserkoppler sind ausschließlich auf der Basis von nicht polarisationserhaltenden Lichtwellenleitern erhältlich. Daher beeinflusst eine Bewegung der Faserstrecken den Polarisationszustand des transportierten Lichts und damit auch Phase und Amplitude der Intensitätsschwankungen an den Ausgängen des Interferometers. Diese Störungen werden vermieden, indem die Lichtwellenleiter mit handelsüblicher Knetmasse umhüllt sind, die schnelle Bewegungen effektiv dämpft.

Im beweglichen Arm des Interferometers ist das Licht zu einem Strahl mit 4 mm Durchmesser kollimiert. Die sich daraus ergebende Rayleigh-Länge des Strahls ist mit 14 m um mehr als eine Größenordnung größer als die 0.18 m, um die der optische Weg variiert wird. Die maximale



Wavemeter (Frontansicht)

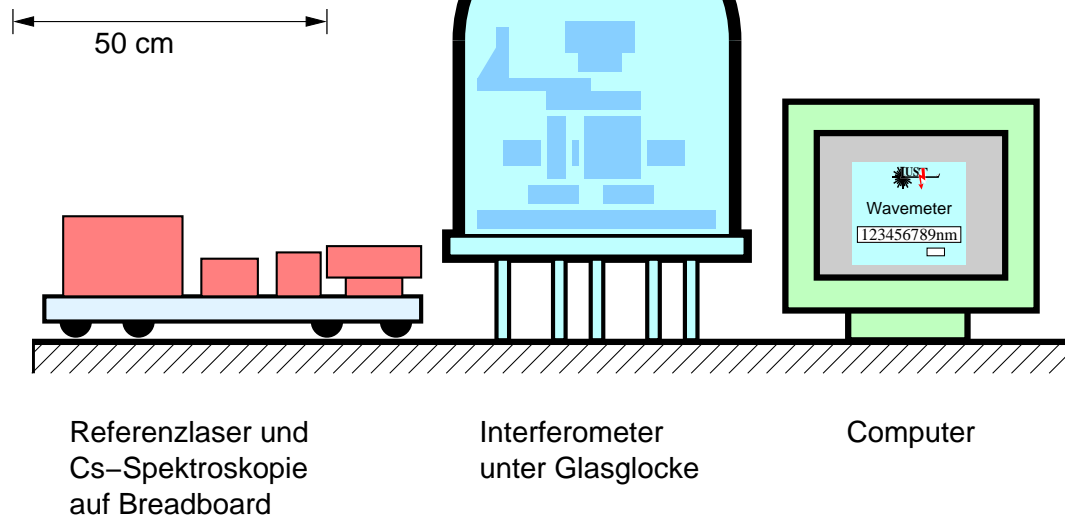


Abb. 3.18.: Frontansicht des Wavemeters.

Winkelabweichung des Retroreflektors ist mit $5''$ spezifiziert, was $25\text{ }\mu\text{m}$ entspricht. Die Bewegung des Retroreflektors wird durch einen Kreuzrollentisch (Schneeberger, Typ NK3-180) realisiert, dessen Weg um weniger als ein μm von einer Geraden abweicht. Durch diese Präzision wird erreicht, dass die Effizienz der Wiedereinkoppelung in den Lichtwellenleiter über den Verschiebeweg um weniger als 0.5 % variiert. Eine Glasglocke, die ehemals in einer Aufdampf-anlage eingesetzt wurde, deckt das Interferometer ab (vgl. Abb. 3.18). Um einen Einfluss der Dispersion der Luft zu vermeiden, kann die Glasglocke bis auf einen Restdruck von einigen 10^{-2} mbar evakuiert werden.

Die Intensitäts-Schwankungen der Ausgänge des Interferometers werden mit einem rauscharmen, batteriebetriebenen Differenzverstärker auf einen Pegel von etwa einem Volt gebracht. Ein Komparator (Analog Devices, Typ AD9696) leitet aus dem Referenz-Signal das Trigger-Signal ab, das die AD-Wandlung des Mess-Signals durch eine PC-Karte (National Instruments, Typ PCI-MIO-16E1) auslöst. Die Verzögerungszeit eines Komparators enthält einen Anteil, der abhängig von der Steilheit des Eingangs-Signals ist. Da das Eingangs-Signal umso schneller variiert, je schneller sich der Reflektor bewegt, entsteht auf diese Weise indirekt eine unerwünschte Geschwindigkeitsabhängigkeit. Die Wahl des mit einer Verzögerungszeit von 8 ns sehr schnellen Komparators minimiert diese Abhängigkeit. Die Eingangsstufen der PC-Karte verzögern das Mess-Signal vor der AD-Wandlung um etwa 250 ns, so dass zur Synchronisierung das Trigger-Signal ebenfalls verzögert werden muss. Diese Verzögerung wird durch ein mehrere Meter langes Kabel erreicht, dessen Tiefpass-Eigenschaft die steile Flanke des Komparators zu einer flacheren Exponentialfunktion streckt. Die Verlängerung der Signallaufzeit durch das

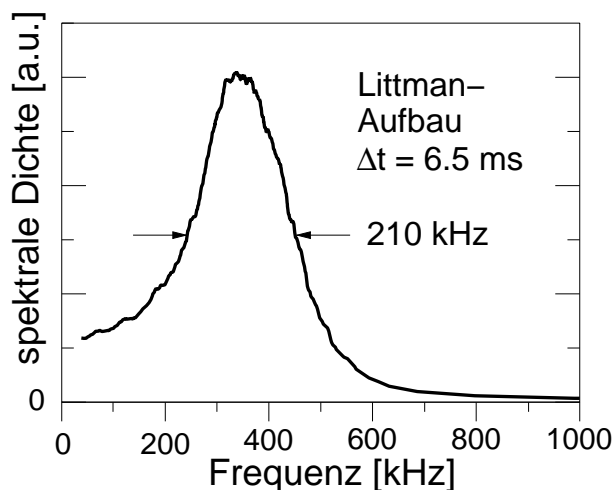


Abb. 3.19.: Beat-Experiment zweier auf atomare Resonanz geregelter Diodenlaser. Die Bandbreite der Regelung liegt bei einigen hundert Hz, so dass mit einer Integrationszeit von $\Delta t = 6.5 \text{ ms}$ bereits die Langzeit-Linienbreite der Laser ermittelt wird. Aus der Halbwertbreite von 210 kHz lässt sich die Linienbreite eines einzelnen Lasers zu 110 kHz abschätzen.

Kabel ist vergleichsweise unbedeutend.

Die Weitergabe des digitalisierten Mess-Signals an den Computer bereitet bis zu Triggerfrequenzen von 1 MHz kein Problem. Dies entspricht bei einer sinusförmigen Bewegung des Reflektors über 9 cm und einer Referenzwellenlänge von 852 nm einer Zeit von einer halben Sekunde pro Messung. Die Auswertung der $2 \cdot 10^5$ Datenpunkte umfassenden Messung mithilfe eines Fitprogramms dauert etwa 15 Sekunden. Diese Zeit bezieht sich auf einen Büro-Computer mit einer Taktrate des Prozessors von 400 MHz. Sie sollte sich bei Bedarf durch einen auf Geschwindigkeit optimierten Fit-Algorithmus und schnellere Hardware deutlich verringern lassen.

3.4. Fehlerbilanz

Die Genauigkeit, die bei der Spannungsmessung erreicht werden kann, hängt von der konkreten Wahl der Parameter der Apparatur ab. Im folgenden sind für den hier vorgestellten Prototyp die Beiträge der einzelnen Komponenten Laser, Ionenstrahl und Wavemeter zum Gesamtfehler aufgeführt.

Laser

Fluktuationen im Strom der Laserdiode lassen die Laserfrequenz zusätzlich zur kurzzeitigen Linienbreite schwanken. Die Größe dieser Schwankungen kann ermittelt werden, indem das Licht zweier gleicher Laser auf einer Photodiode überlagert wird. Das Signal der Photodiode enthält die Differenzfrequenz der beiden Lichtfelder (siehe Abb. 3.19). Eine Fourier-Transformation mit anschließender Mittelung über 500 Punkte lässt für die in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Laser im Littman-Metcalf-Aufbau eine spektrale Breite von 110 kHz ablesen. Diese Laserlinienbreite ist deutlich kleiner als die spektrale Breite der verwendeten atomaren Resonanzen in Cäsium und Calcium mit 5 MHz bzw. 22 MHz.

Mithilfe der in Abschnitt 3.1.5 beschriebenen Ableitung des spektroskopischen Signals lässt sich die Laserfrequenz auf die Mitte der Resonanz stabilisieren. Die Genauigkeit dieser Stabilisierung liegt bei etwa $1/50$ der Breite der Resonanz, was bei Cäsium 100 kHz und bei der Resonanz des Calcium-Ions 500 kHz entspricht. Dies entspricht bei 50 kV einem Fehler in der Spannungsmessung von $\Delta U_{\text{Laser}} = 0.27 \text{ V}$

Ionenquelle

- Die Potentialverschiebung durch das *Elektronenaustrittsarbeit* zwischen dem Ionisator und der Fluoreszenzkammer hängt nicht nur von der Wahl der verwendeten Materialien, sondern auch von der Kristallstruktur an der Oberfläche ab. Für Molybdän variiert die Elektronenaustrittsarbeit zwischen 4.0 V und 4.8 V [Lid99].
- Die Temperatur am Übergang zwischen dem Tantal des Ionisators und dem Halter aus Edelstahl trägt durch den *Peltier-Effekt* ebenfalls zur Potentialverschiebung bei. Während des Betriebs der Ionenquelle wird diese Temperatur zwischen 600 K und 1100 K variiert, um gezielt Calcium zu verdampfen. Diese Temperatur-Differenz entspricht einem Unterschied im Peltier-Effekt von etwa $\Delta U_{\text{Peltier}} \simeq 5 \text{ mV}$ [Koh86].
- Die Potentialverschiebung innerhalb des *Plasma im Hohlraum-Ionisator* lässt sich bei den angestrebten Betriebsbedingungen von 2200 K zu $U_{\text{Plasma}} = 0.7 \text{ V}$ abschätzen, wobei die nur ungenau bekannte Dichte der neutralen Atome zu einem Fehler von $\Delta U_{\text{Plasma}} = 0.1 \text{ V}$ beiträgt.

Eine Abschätzung des Fehlers durch eine ungenau bekannte Potential-Verschiebung kommt daher zum Wert $\Delta U_{\text{Quelle}} = 0.9 \text{ V}$.

Kollineare Spektroskopie

- Die *Winkelabweichung durch geometrische Anordnung* wird durch die Verwendung einer Blende mit 1 mm Durchmesser, einem Laserstrahl mit ähnlich bemessener Strahltaile und einem Abstand von 30 cm zwischen Blende und Fluoreszenzkammer auf 3 mrad beschränkt (vgl. Abb. 2.2). Bei einer Beschleunigungsspannung von 50 kV entspricht dies einer Abweichung der Fluoreszenzfrequenz gegenüber exakt kollinearer Strahlausrichtung von 2.5 MHz. Die Tatsache, dass die Doppler-Verschiebung bei exakter Ausrichtung maximal ist, lässt sich daher zur Justage ausnutzen. Die Grenze für diese Justage liegt in der Wiederholgenauigkeit des Wavemeters von 200 kHz die es erlaubt, die geometrische Abweichung auf 0.3 mrad zu senken.
- Eine *Divergenz des Ionenstrahls* bedeutet eine Verteilung von Winkelabweichungen der Ionenbahnen von der Richtung des Laserstrahls. Wie bei dem vorhergehenden Punkt ist der Maximalwert dieser Abweichung durch die Abmessungen von Blende, Laserstrahl und den Abstand zur Fluoreszenzkammer auf 3 mrad beschränkt. Die Divergenz lässt sich minimieren, indem sie mit der Ionenlinse der Beschleunigungseinheit so eingestellt wird, dass die resultierende Doppler-Verschiebung maximal ist.



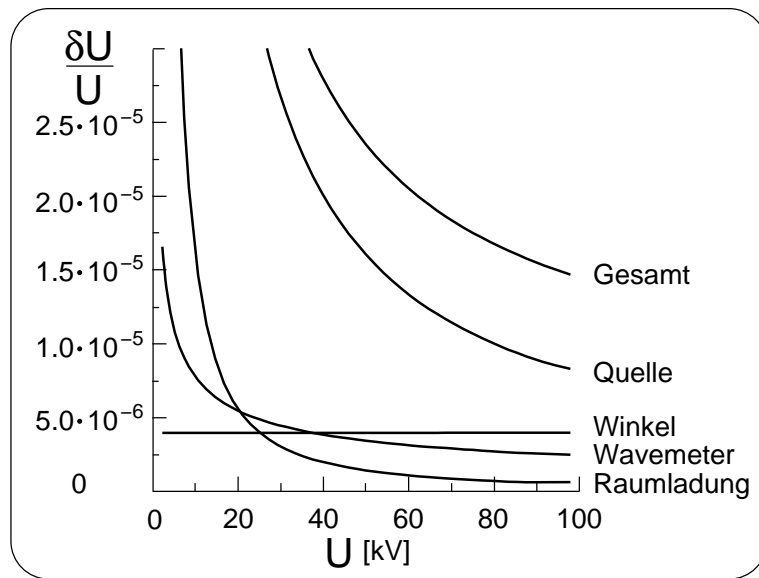


Abb. 3.20.: Gesamtfehler des Prototypen in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung.

- Die *Divergenz des Laserstrahls* ist durch den Durchmesser und die Position des Fokus bestimmt. Der Fokus des Gaußstrahls kann durch wechselseitige Optimierung der Einkoppelung in kollinear und antikollinear Richtung in die Mitte der Fluoreszenzkammer gelegt werden. Am Fokus selbst sind die Wellenfronten des Laserlichts plan und die Strahldivergenz verschwindet. Am Ende der Fluoreszenzkammer in etwa 0.1 m Abstand variiert die Ausrichtung der Wellenfront über den Durchmesser des Strahls um maximal 0.1 mrad.
- Ein *Magnetfeld* beeinträchtigt die Genauigkeit, indem es die Bahn der Ionen krümmt und zu einem Winkelfehler in der Überlagerung führt. Wegen eines supraleitenden Magneten in einem benachbarten Labor ist das lokale Magnetfeld beim Ionenstrahl mit $1.0 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ etwa doppelt so stark wie das Erdmagnetfeld. Auf der Driftstrecke zwischen Blende und Fluoreszenzkammer führt dies zu einer Bahnkrümmung um 0.15 mrad.
- Durch die *Raumladung des Ionenstrahls* in der Fluoreszenzkammer ergibt sich eine Verschiebung des für die kollineare Spektroskopie relevanten Potentials gegenüber der angelegten Spannung (Gleichung 2.9). Bei einer Beschleunigungsspannung von $U = 50 \text{ kV}$, einem Ionenstrom von $I = 1 \mu\text{A}$, einem Strahlradius von $r = 1 \text{ mm}$ und einem Innenradius der Fluoreszenzkammer von $R = 50 \text{ mm}$ ergibt sich für einfach geladene Calcium-Ionen eine Potentialverschiebung von 0.14 V. Wegen der nur ungenau bekannten Strahlparameter ist dieser Wert mit einem Fehler von etwa 0.05 V behaftet.

Insgesamt kann die Winkelabweichung auf 2 mrad abgeschätzt werden, was sich bei 50 kV in einem Spannungsfehler von 0.1 V auswirkt.

Wavemeter

Die Auswirkung vieler Abweichungen in der Funktion des Wavemeters lassen sich nur schwer abschätzen, weil sie durch das Messprinzip zum Teil kompensiert werden. Eine Abschätzung der Genauigkeit kann durch die Messung bekannter Referenzfrequenzen erfolgen. Eine Messung der Frequenzdifferenz zwischen den Hyperfein-Komponenten der beiden Grundzuständen von atomaren Cäsium reproduziert den Literaturwert mit einer Abweichung, die kleiner als 1.5 MHz ist.

Bei dieser Testmessung ist die Differenz zwischen der zu messenden Lichtfrequenz und der Referenzfrequenz mit 9 GHz deutlich kleiner als bei der Messung der Anregungsfrequenz beschleunigter Calcium-Ionen, bei der diese Differenz bei etwa 1000 GHz beträgt. Für die Übertragung der Genauigkeit auf diesen Fall muss daher der Einfluss der frequenzabhängigen Abweichungen betrachtet werden. Insbesondere sind dies die Krümmung der Wellenfronten und die Dispersion des Restgases.

1. Die *Krümmung der Wellenfronten* des Lichtstrahls mit dem Profil eines Gauß-Strahls mit dem Fokaldurchmesser ω_0 im variablen Teil des Interferometers bewirkt am Photodetektor die Messung einer leicht erhöhten Ortsfrequenz [Mon81]:

$$\tilde{f}' = \tilde{f} - \frac{1}{4\pi^2\omega_0^2\tilde{f}} \quad . \quad (3.7)$$

Für die Bildung der Differenzfrequenz $\Delta\tilde{f} = \tilde{f}_{\text{Ref}} - \tilde{f}_{\text{Mess}}$ bedeutet das ebenfalls eine Korrektur:

$$\Delta\tilde{f}' = \Delta\tilde{f} \left(1 + \frac{1}{4\pi^2\omega_0^2\tilde{f}_{\text{Ref}}\tilde{f}_{\text{Mess}}} \right) \quad . \quad (3.8)$$

Bei einem Strahldurchmesser von 4 mm und Lichtfrequenzen im nahen Infrarot ist diese Korrektur in der Größenordnung 10^{-14} und verschwindet gegenüber den anderen Fehlerquellen.

2. Der Fehler durch die *Dispersion der Luft* ist unter Normalbedingungen im Bereich von $\Delta\lambda/\lambda_{\text{vakuum}} = 10^{-6}$ und ist damit unakzeptabel hoch [Owe67]. Bei einem Restdruck von 0.1 torr vermindert sich dieser systematische Fehler auf 10^{-10} und kann vernachlässigt werden.

Gesamt

Der Einfluss der verschiedenen Fehlerquellen skaliert unterschiedlich mit der Beschleunigung (vgl. Abschnitt 2.8). An einer Auftragung gegen die Beschleunigungsspannung erkennt man, dass der relative Fehler durch die unbekannte Potentialverschiebung in der Ionenquelle dominiert wird.



4. Stand des Projektes

Zum Zeitpunkt der Erstellung dieses Textes ist ein Großteil der Komponenten des im vorangegangenen Kapitels vorgestellten Prototypen realisiert und in Betrieb genommen. Die Demonstration einer Spannungsmessung mit hoher Genauigkeit steht jedoch noch aus.

4.1. Lasersystem

Littman-Metcalf-Aufbau mit volumenholographischem Transmissionsgitter

Es wurden zwei Exemplare des in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Diodenlasers aufgebaut. Durch die Verwendung einer rauscharmen Stromversorgung und einer elektronischen Stabilisierung auf eine atomare Resonanz wurde eine langzeitige Schwankungsbreite der Laserfrequenz von 110 kHz erreicht. Dieser Wert wurde erhalten durch die Auswertung des Schwebungssignals, das sich bei der kohärenten Überlagerung des Laserlichts zweier unabhängig betriebenen Laser auf einer Photodiode ergibt (siehe Abb. 3.19). Die Integrationszeit liegt für diese Messung mit 6.5 ms deutlich über der charakteristischen Zeit der Regelung auf die Mitte der atomaren Resonanz. Mit dem gleichen Aufbau, jedoch einer deutlich geringeren Integrationszeit von 0.1 ms wurde die kurzzeitige Laserlinienbreite dieses Aufbaus zu etwa 25 kHz bestimmt (vgl. Abb. 4.1).

Der Betriebsbereich dieser Laseraufbauten erstreckt sich über den gesamten Verstärkungsbereich der Laserdiode, was einigen THz entspricht. Der kontinuierlich modensprungfreie Durchstimmbereich Δf_{kont} hat eine Größe von jeweils einigen GHz. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem von häufig eingesetzten Littman-Metcalf-Aufbauten mit optischen Reflexionsgitter und ohne besondere mechanische Vorkehrungen für eine weite Durchstimmbarkeit. Wenn parallel zum Schwenk des Rückkoppelspiegels der Strom der Laserdiode angepasst wird, dann lässt sich die Laserfrequenz ohne Modensprung um etwa $\Delta f_{\text{kont}} = 10 \text{ GHz}$ verstimmen. Bei einer Beschleunigungsspannung von 50 kV entspricht dies einem Spannungshub von 1 kV. Damit ist dieser Wert von Δf_{kont} für den Betrieb des Voltmeters bequem ausreichend.

Die nutzbare optische Leistung der Laser liegt bei etwa 10 mW, während die Laserdiode selbst mit einer optischen Leistung von etwa 80 mW betrieben wird. Diese Leistung ist für die Spektroskopie am Cäsium und am Ionenstrahl mehr als ausreichend.

GECDL-Aufbau

Von den in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Diodenlasern mit optischer Rückkopplung durch eine Kombination aus volumenholographischem Gitter und Fox-Smith-Resonator wurden ebenfalls

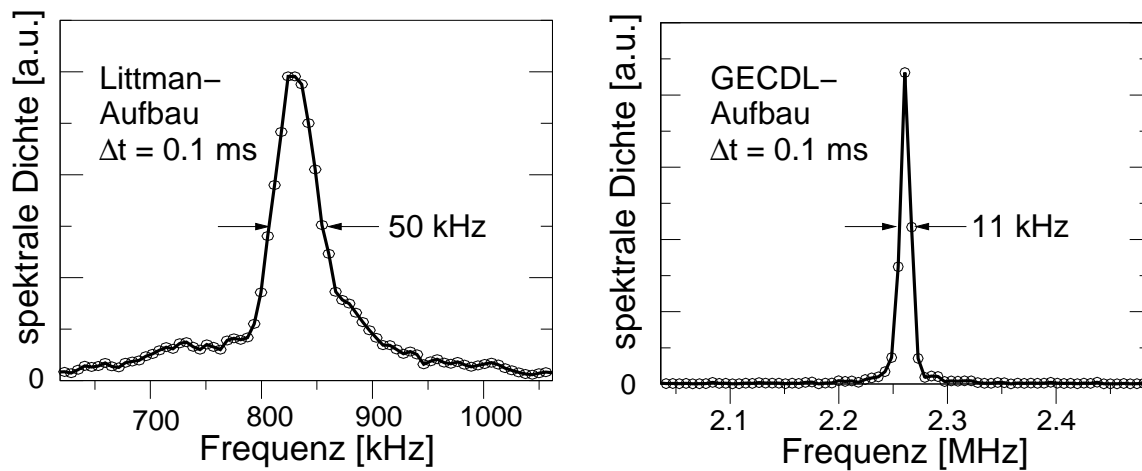


Abb. 4.1.: Beat-Spektren der Diodenlaser im Littman-Metcalf und im GECDL-Aufbau. Das Licht von jeweils zwei identischen Lasern wurde auf einer Photodiode überlagert. Eine Fouriertransformation des entstehenden Schwebungs-Signals über eine Zeit von 0.2 ms unter Verwendung eines Hanning-Fensters liefert diese Spektren. Für den linken Graphen wurde das Licht von zwei der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Littman-Aufbauten mit Transmissionshologramm überlagert, während sie auf eine Linie des Cäsium-Spektrums stabilisiert wurden. Der rechte Graph zeigt das Beat-Spektrum zweier GECDL-Laser ohne aktive Stabilisierung. Die Halbwertbreite von 11 kHz lässt auf eine Laserlinienbreite von 6 kHz schließen.

zwei Exemplare aufgebaut [Ewa99]. Dabei wurden Laserdioden eingesetzt, deren Frontfläche mit einer Anti-Reflexschicht mit weniger als 10^{-4} Restreflektivität ausgestattet ist. Zur Einkoppelung des Lichts in den Resonator wurden Spiegel mit 90 % und 85 % Reflektivität verwendet.

Der modensprungfrei verstimmbarer Frequenzbereich der Laser liegt im Bereich des freien Spektralbereiches des Resonators von 2 GHz. Eine Verstimmung jenseits dieses Bereiches erfordert eine entgegengesetzte Drehung der beiden Resonator-Endspiegel. Sie ist damit deutlich aufwendiger als bei einem Littrow- oder Littman-Metcalf-Aufbau. Bei entsprechender Nachjustage konnte für die GECDL-Laser eine Verstimmung erreicht werden, die mit ± 6 nm um eine Zentralwellenlänge von 846 nm im Bereich der Größe des Verstärkungsbereiches der verwendeten Laserdioden liegt. Am Ergebnis eines Beat-Experiments mit den gleichen Parametern wie für den Littman-Aufbau lässt sich eine Linienbreite ablesen, die unter 6 kHz liegt (siehe Abb. 4.1). Durch ihre geringe Linienbreite lassen diese Laser das Potential erkennen, das das Prinzip optischer Rückkopplung durch eine Kombination von volumenholographischem Gitter und Stehwellenresonator hat.

Stabilisierung auf atomare Cs-Resonanz

Die in Abschnitt 3.1.5 beschriebene kompakte Form der Sättigungs-Spektroskopie am Cäsium wurde zur Stabilisierung der Frequenz der Littman-Metcalf-Laser aufgebaut. Eine Frequenz-

Modulation des Laserlichts mithilfe eines faseroptischen Modulators erlaubt die Ableitung eines Fehlersignals mit Signal-zu-Rausch-Verhältnis von etwa 40 dB. Die Stabilisierung der Laserfrequenz mithilfe dieses Signals erwies sich als sehr robust. In einem Dauer-Test blieb die Frequenz eines Lasers mehrere Tage ununterbrochen ohne manuellen Eingriff auf die Mitte derselben Linie geregelt. Die Abweichung von der Mitte der Resonanz beträgt weniger als 200 kHz, was ein Vergleich zweier unabhängig auf dieselbe Resonanz stabilisierter Laser ergab. Mit dieser Stabilisierung auf eine Cäsium-Resonanz erfüllen die beiden Littman-Metcalf-Diodenlaser die Anforderungen an einen Referenzlaser für das Wavemeter.

4.2. Ionenstrahl

Betrieb der Ionenquelle

Die Heizung des Hohlraumionisators durch Stoß von beschleunigten Elektronen ist sehr effizient. Bei einer Beschleunigungsspannung von 500 V reicht ein Elektronenstrom von 350 mA aus, um das Ausgangsloch des Ionisators auf eine Temperatur von 2300 K zu heizen. Die sich daraus ergebende Anschlussleistung von 175 W ist deutlich geringer als bei der Ionenquelle des RISIKO-Experiments, das nach einem ähnlichen Prinzip aufgebaut ist [Zim90]. Der Grund für diesen Unterschied liegt in der zusätzlichen Elektrode, die die Elektronen auf den Ionisator lenkt (vgl. Abb. 2.7). Mit einer Heizleistung zwischen 175 W und 200 W und einer Spannung von 5 kV an der Extraktionselektrode kann über Stunden hinweg in einem Faraday-Becher hinter der Fluoreszenzkammer ein Strom von 200 nA nachgewiesen werden.

Die in Abschnitt 3.2.3 beschriebene Einrichtung zur qualitativen Strahldiagnose mithilfe eines Fluoreszenzschirms ist sehr empfindlich. Bereits ein Ionenstrom von wenigen pA lässt sich beobachten. Die räumliche Auflösung des Bildes wird allerdings durch die Abstoßung der zu Beginn langsamen Elektronen auf etwa 3 mm begrenzt. Außerdem erkennt man ein Geisterbild, das durch Ionen entsteht, die das Gitter zunächst verfehlen, dann auf dem Weg zum Fluoreszenzschirm gebremst werden und mit einem leichten Versatz umkehren. Wenn diese Ionen dann wieder auf das Gitter treffen, sie lösen sie Sekundärelektronen aus. Auf diese Weise erzeugt ein kollimierter Ionenstrahl zwei leuchtende Punkte auf dem Fluoreszenzschirm.

Die Funktionsfähigkeit der Ionenquelle ist demonstriert. Eine weitergehende Untersuchung, wie weit der resultierenden Ionenstrahl durch die idealisierte Simulation von Abbildung 3.10 beschrieben werden kann, steht noch aus.

Hochspannungsfestigkeit

Ein Hochspannungstest der zentralen Driftstrecke ergab, dass die Entwurfsspannung von 50 kV nur gehalten werden kann, wenn die Stützisolatoren, auf denen das Driftrohr lagert, geschlitzt und ausgeglüht sind. Im Vakuum hat oberhalb von etwa 30 kV die geometrische Form und das Material einen großen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit von Hochspannungsisolatoren [Lat95]. Daher können für 50 kV nicht einfach Erfahrungswerte von niedrigeren Spannungen extrapoliert werden.

Das erweist sich in besonderem Maß als wahr für die Aufhängung der Beschleunigungselektroden. Trotz eines Isolationsabstandes von 15 cm erfolgen schon bei 25 kV Überschläge über

einen Isolator aus Aluminiumoxid. Wenn der Isolator hingegen aus Polyetherketon (PEEK), einem vakuumtauglichen Polymer gefertigt ist, können bei gleichen geometrischen Abmessungen 40 kV ohne Probleme gehalten werden. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, dass bei angelegter Hochspannung im Aluminiumoxid durch seine hohe Dielektrizitätskonstante $\epsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 9$ besonders viel elektrische Energie gespeichert ist. Diese Energie trägt zur Beschleunigung von Elektronenlawinen an der Oberfläche des Isolators bei und erleichtert damit einen Überschlag. Das Polymer PEEK hat hingegen mit $\epsilon_{\text{PEEK}} = 3.2$ eine vergleichsweise geringe Dielektrizitätskonstante.

Auch die Materialwahl der unter Hochspannung stehenden Metallteile beeinflusst die Hochspannungsfestigkeit. So erfolgen bei den Rohren der zentralen Driftkammer, die aus fertigungstechnischen Gründen aus Aluminium hergestellt wurden, oberhalb von 40 kV Überschläge zu der auf Massepotential liegenden Vakuumkammer. Bei Teilen aus Edelstahl, konnte hingegen bei vergleichbaren Abmessungen selbst bei 60 kV keine Entladung über die Vakuumstrecke beobachtet werden.

4.3. Wavemeter

Es wurde ein dynamisches Mach-Zehnder-Interferometer auf der Basis von Lichtwellenleitern aufgebaut (vgl. Abschnitt 3.3). Zusammen mit einem auf eine Cäsium-Resonanz stabilisierten Diodenlaser und einer Auswertung der Interferenz-Signale durch einen Computer liegt damit ein hochgenaues Wavemeter vor. Die Abweichung von aufeinanderfolgenden Messungen liegt im Bereich von $5 \cdot 10^{-10}$. Das Ergebnis von Testmessungen der Hyperfein-Komponenten der Cäsium-D₂-Linie weicht um weniger als 1.5 MHz von den aus der Literatur vorgegebenen Werten ab, was einer Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-9}$ entspricht.

Bei dieser Testmessung ist die Differenzfrequenz zwischen Referenz- und Mess-Laser mit 9 GHz deutlich kleiner als bei der Messung der Resonanz im Calcium-Ionenstrahl, bei der sie etwa 1 THz beträgt. Systematische Messfehler, die mit der Differenzfrequenz wachsen, treten deshalb bei dieser Testmessung deutlich weniger hervor. Daher sind zur Bestätigung der Messgenauigkeit weitere Testmessungen erforderlich (vgl. Abschnitt. 5.1.1).

4.4. Gesamt

Mit einem vereinfachten Aufbau, der auf die Umlenkung des Ionenstrahls um 10° verzichtet, wurde ein erstes Fluoreszenzsignal detektiert (siehe Abb. 4.2). Die Halbwertbreite der Resonanzlinie ist mit 32 MHz erfreulich nahe an der natürlichen Linienbreite von 22 MHz. Um den Durchgang des Ionenstrahls durch die Fluoreszenzkammer zu erleichtern, wurde eine Blende mit einem Durchmesser von 5 mm gewählt. Der daraus resultierende Winkelfehler zwischen Ionenbahn und Laserstrahl liegt bei etwa $\delta\alpha = 10 \text{ mrad}$. Parallel zur Detektion der Resonanz wurde die Laserfrequenz mit einer Abweichung von maximal $\delta f = 200 \text{ MHz}$ bestimmt. Die daraus berechnete Beschleunigungs-Spannung stimmt innerhalb der durch die große Blende bestimmten Genauigkeit von $\delta V/V = 2 \cdot 10^{-3}$ mit dem Wert überein, der am Netzgerät durch einen Spannungsteiler ermittelt wird.



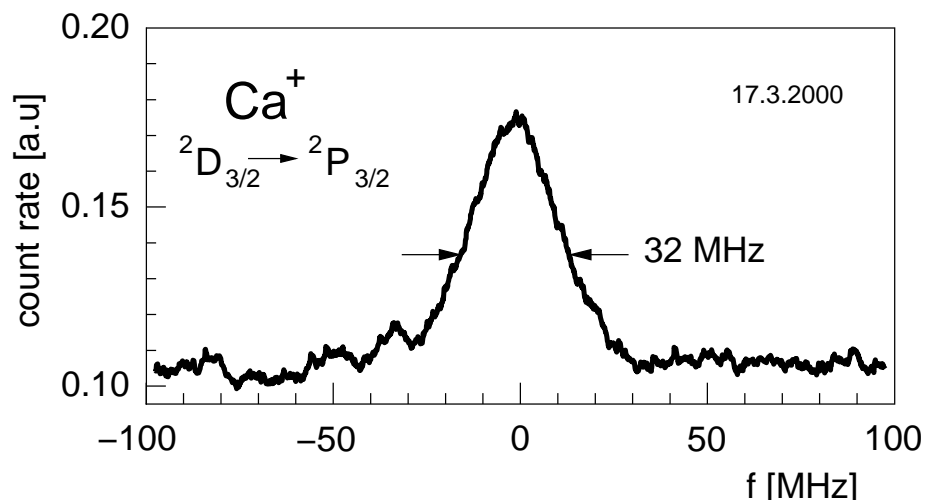


Abb. 4.2.: Erstes Fluoreszenzlicht vom Ca^+ -Ionenstrahl. Für die Aufnahme dieser Linie wurde der Strom des Photomultipliers in einem Tiefpass zu einem analogen Signal integriert. Der Anregungs-Laser wurde in einer Zeit von 2 s über 200 MHz verstimmt.

5. Ausblick

5.1. Vergleichs- und Kalibrationsmessungen

Um eine systematische Abweichung in der Spannungsmessung durch einen unerkannten Fehler auszuschließen, sind eine Reihe von Vergleichsmessungen erforderlich. Außerdem muss die Größe einiger der in Abschnitt 3.4 aufgeführten systematischen Fehler, wie die Potentialverschiebung innerhalb der Ionenquelle, durch eine Kalibrationsmessung ermittelt werden.

5.1.1. Wavemeter

Eine Genauigkeit der Spannungsmessung von 10^{-5} kann nur dann erreicht werden, wenn die Frequenz des Anregungslasers bis auf eine Abweichung kleiner als 2 MHz bekannt ist. Für das Wavemeter entspricht dies einer Genauigkeit von $7 \cdot 10^{-9}$. Neben der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Messung der bekannten Hyperfein-Aufspaltung der Cs-D₂-Linie sind daher weitere Testmessungen erforderlich. Da innerhalb des Wavemeters Referenz- und zu messendes Licht in denselben Lichtwellenleitern geführt wird, kann sich die für den Test verwendete Frequenz nur um maximal 5 % von der Frequenz des Referenzlasers $f_{\text{Ref}} = 351.7$ THz unterscheiden. Dies entspricht einem Wellenlängenbereich von 810 nm bis 890 nm. In diesem Bereich befindet sich neben der Cs-D₂-Linie wenig weitere experimentell leicht zugänglicher atomare Übergang deren Frequenz mit einer Abweichung kleiner als 1 MHz bekannt ist. Im Rahmen eines Metronomie-Projektes des Instituts für Quantenoptik in Hannover, wurde das Spektrum des J₂-Moleküls bis zu einer maximalen Wellenlänge von 816 nm mit Abweichungen kleiner als $5 \cdot 10^{-10}$ vermessen [Bod98]. Eine Möglichkeit zum Test des Wavemeters besteht daher darin, die Wellenlänge eines auf das Jodspektrum stabilisierten Probelasers zu bestimmen.

Eine Alternative ist der Vergleich mit anderen hochgenauen Wavemetern. Dabei wird das Licht eines Probelasers parallel von beiden Geräten vermessen. Die Genauigkeit des besten kommerziell erhältlichen Wavemeters ist mit $\delta f/f = 1 \cdot 10^{-7}$ spezifiziert (Atos, LM007). Ein Vergleich mit diesem Wavemeter kann zwar nicht die volle hier angestrebte Genauigkeit bestätigen, ist aber als ein weiterer unabhängiger Test sinnvoll.

In der PTB ist ein Wavemeter in Betrieb, das durch vergleichsweise hohen Aufwand in der Lage ist, über einen weiten Bereich eine Genauigkeit von $\delta f/f = 3 \cdot 10^{-10}$ zu gewährleisten [Bön83]. Ein direkter Vergleich mit den Messungen des PTB-Wavemeters kann daher ein verlässliches Maß für den absoluten Messfehler des für die Spannungsmessung realisierten Wavemeters liefern.

5.1.2. Kalibration der Ionenquelle

Die Parameter, die die Höhe der Potentialverschiebung innerhalb der Ionenquelle bestimmen, sind nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt (vgl. Abschnitt 3.4). Da die Abweichung durch den unbekannten Anteil der Potentialverschiebung den Gesamtfehler der Spannungsmessung dominiert, ist es sinnvoll, die Verschiebung experimentell zu bestimmen. Dabei werden die Ionen durch ein Metallgitter mit variablem Potential gebremst. Die Bremsspannung bei der die Ionen das Gitter gerade nicht mehr passieren, ist das für die Spannungsmessung relevante Startpotential der Ionen. Die Schwierigkeit bei diesem Ansatz besteht darin, die Abbremsung geometrisch so auszulegen, dass auch sehr langsame Ionen das Gitter noch passieren und nachgewiesen werden können. Außerdem muss gewährleistet sein, dass die Betriebsparameter der Ionenquelle während der Spannungsmessung die gleichen sind, wie während der Kalibrationsmessung.

Alternativ kann, wie in Abschnitt 5.4.5 beschrieben, durch die Verwendung einer zweiten Fluoreszenzkammer der Einfluss von Potentialverschiebungen in der Ionenquelle auf das Messergebnis beseitigt werden.

5.1.3. Der Einfluss vorzeitiger Fluoreszenz

Eine weitere Fehlerquelle, die sorgfältiger Untersuchung bedarf, ist vorzeitige Fluoreszenz. Da die Ionen jeweils nur einmal fluoreszieren können, besteht bei zu hoher Laserintensität die Möglichkeit, dass die Anregung bereits geschieht, bevor die Ionen das zu messende Potential erreicht haben. Ob dies der Fall ist, kann mit einem zweigeteilten Lichtdetektor festgestellt werden. Wenn die beiden Teile längs des Strahls hintereinander angeordnet sind, entsteht eine Ortsauflösung ähnlich wie bei einem Facetten-Auge.

5.1.4. Spannungsmessung

In der PTB wird ein Hochspannungsnormal vorgehalten, das auf der Basis eines Präzisions-Spannungsteilers eine absolute Genauigkeit von 10^{-5} erreicht. Der in Kapitel 3 beschriebene Prototyp eines Voltmeters auf der Basis von kollinearer Spektroskopie kann ohne Einfluss auf die Genauigkeit mit einem kleineren LKW transportiert werden. Daher ist ein direkter Vergleich der Messergebnisse beider Voltmeter in Braunschweig möglich. Dies ist ein deutlicher Vorteil des spektroskopischen Messprinzips, denn bei einem Präzisions-Spannungsteiler gefährden die unvermeidlichen Erschütterungen beim Transport die Genauigkeit.

5.2. Weiterentwicklung des GECDL-Lasers

Der in Abschnitt 3.1.3 beschriebene Aufbau ist eine erste Demonstration des Prinzips optischer Rückkopplung durch eine Kombination von Transmissionsgitter und optischem Resonator. Er zeigt zwar eine sehr geringe Linienbreite, seine Justage erfordert jedoch einiges Fingerspitzengefühl und für eine grobe Frequenzverstimmung müssen zwei Spiegel gegensinnig verstellt werden. Um einen im täglichen Einsatz gegenüber dem Littman-Metcalf-Aufbau überlegenen Laser zu erhalten, sind daher noch einige Weiterentwicklungen erforderlich.



Einfachere Justage: Da der Stehwellenresonator instabil ist, müssen die Endspiegel sehr genau ausgerichtet werden. Bei den im Prototypen eingesetzten Spiegelhaltern die eine Umdrehung an dem Justage-Knopf in einen Schwenk des Spiegels um 15 mrad umsetzen, wird die Grenze der Einstellbarkeit erreicht. Die Spiegelhalter in einer verbesserten Konstruktion sollten daher eine größere mechanische Untersetzung haben.

Bessere passive Frequenzstabilität: Die Vorteile einer niedrigen Laserlinienbreite kommen in nachgelagerten Experimenten erst dann richtig zur Geltung, wenn die Laserfrequenz nur wenig fluktuiert. Eine hohe passive Frequenzstabilität ist daher wünschenswert. Diese kann erreicht werden, indem durch eine massive, thermisch stabilisierte Abdeckung Konvektion innerhalb des Resonators vermieden wird.

Durch den Einsatz von Resonatorspiegeln mit höherer Reflektivität steigt die Zeit, die die Photonen sich im Resonator aufhalten. Dadurch sollte es möglich sein, die Laserlinienbreite weiter zu verringern.

Bessere Verstimmbarkeit: Für die Verstimmung der Laserfrequenz werden beim ersten Prototypen des GECDL-Lasers die Spiegel durch röhrenförmige Piezoelemente linear verschoben. Eine veränderte Laserfrequenz führt zu einem ebenfalls veränderten Beugungswinkel am optischen Gitter. Daher sollten die Spiegel eine Drehung ausführen.

Integration einer Frequenzverdopplung: Der Einsatz eines Resonators mit deutlicher Resonanzüberhöhung macht es denkbar, eine effiziente Frequenzverdopplung zu realisieren. Dazu muss der Resonator durch zusätzliche optische Elemente so erweitert werden, dass sich an einem nichtlinearen optischen Kristall ein Fokus mit hoher Lichtintensität ergibt. Im Vergleich zu einer Frequenzverdopplung in einem vom Laser getrennten Ringresonator [Koz94] kommt dieses Konzept mit deutlich weniger optischen und elektronischen Komponenten aus. Außerdem wird die geringe Linienbreite des GECDL-Aufbaus auf die verdoppelte Frequenz übertragen.

5.3. Weiterentwicklung des Wavemeters

Die Genauigkeit mit der die Laserfrequenz bestimmt werden kann, ist einer der wesentlichen Fehlerquellen für die Spannungsmessung (vgl. Abb. 3.20). Eine Steigerung der Gesamtgenauigkeit der Spannungsmessung jenseits von 10^{-5} setzt daher ein verbessertes Wavemeter voraus.

5.3.1. Genauere Referenzfrequenz

Für die Regelung des Referenzlasers auf die Mitte einer Linie im Spektrum der Cäsium D₂-Linie muss die Mitte des jeweiligen Fehlersignals gefunden werden. Die Überlagerung der Linien mit dem breiten Signal der Dopplerverbreiterung wirkt sich im Fehlersignal als ein von Linie zu Linie unterschiedlicher Offset aus (vgl. Abb. 3.5). Bei der Einstellung der Laserregelung muss der jeweilige Wert dieses Offsets von Hand bestimmt werden. Dies gelingt mit einer Wiederholgenauigkeit von etwa 1/20 der Linienbreite, was etwa 350 kHz entspricht.

Eine Möglichkeit diese Abweichung zu verkleinern besteht darin, den “Doppler-Berg” elektronisch zu kompensieren. Dazu wird parallel zur Detektion des Sättigungsspektrums die Absorption ohne gegenläufigen Laserstrahl bestimmt. In der Differenz zwischen der Ableitung



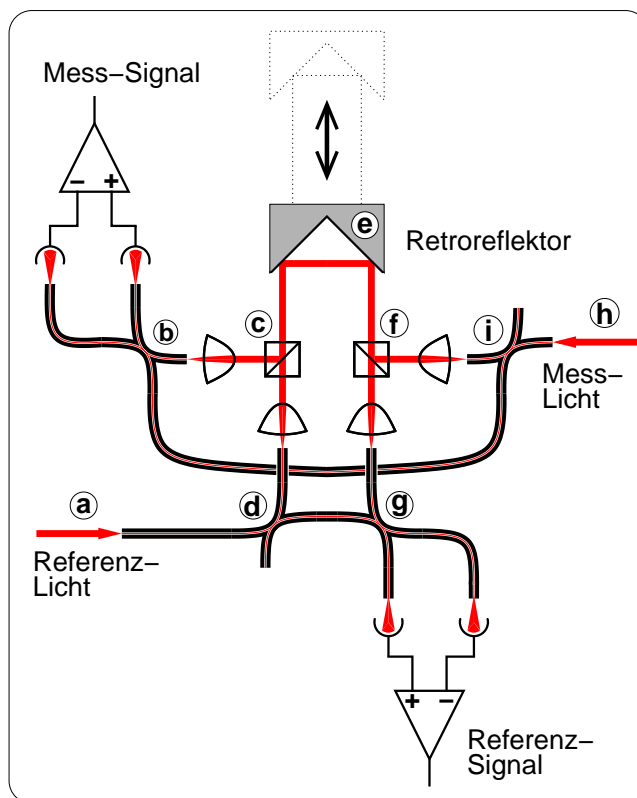


Abb. 5.1.: Erweiterung des Frequenzbereichs des Wavemeters. Im Unterschied zu Abb. 3.15 werden bei diesem Aufbau Referenz-Licht (a) und Mess-Licht (h) in getrennten Lichtwellenleitern geführt (d, g) und (b, i). Durch die Würfel-Strahlteiler (c) und (f) durchläuft das Licht den variablen Teil des Interferometers (e) auf demselben Weg.

dieses reinen Absorptionssignals zur Ableitung des Sättigungsspektrums liegt dann nur der dopplerfreie Anteil des Spektrums vor. Die Mitte der Linien liegt ohne Offset jeweils an einem Nulldurchgang des Signals.

5.3.2. Erweiterung des Wellenlängenbereichs

Die Beschränkung der Bandbreite des Wavemeters auf Licht, das in denselben Lichtwellenleitern geleitet wird wie der Referenzlaser, lässt sich mit einem zweiten Satz von Faserstrecken lockern. Um trotz getrennter Faserstrecken auf dem variablen Teil des Wavemeters beide Strahlen den gleichen Weg nehmen zu lassen, werden sie durch Würfel-Strahlteiler zusammengeführt (siehe. Abb. 5.1).

5.4. Weiterentwicklung des Messkonzeptes

5.4.1. Messung höherer Spannungen

Die Beiträge der verschiedenen systematischen Fehler in der Spannungsmessung zeigen eine unterschiedliche Abhängigkeit von der Höhe der zu messenden Spannung. Wenn man den relativen Messfehler $\delta U/U$ betrachtet, stellt man fest, dass er für hohe Werte der zu messenden Spannung besonders klein wird (vgl. Abbildung 3.20). Für einen Aufbau, der Spannungen im

Bereich einiger 100 kV messen kann, können große Teile des Prototypen übernommen werden. Lasersystem und Wavemeter benötigen keinerlei Modifikation, und beim Ionenstrahl kann die Ionenquelle und die Umlenkung unverändert bleiben. Beschleunigungseinheit und die Fluoreszenzkammer müssen dagegen so ausgelegt werden, dass höhere Hochspannung ohne Überschlänge gehalten werden kann. Die Erfahrungen mit der vergleichsweise niedrigen Hochspannung von 50 kV beim Prototypen legen nahe, die Isolationsabstände großzügig zu bemessen.

5.4.2. Gleichzeitige kollineare und antikollineare Anregung

Bei gleicher Beschleunigungsspannung ist die Differenz von kollinearer und antikollinearer Resonanzfrequenz bis auf relativistische Korrekturen doppelt so groß wie die einfache Doppellerverschiebung. Eine Bestimmung dieser Differenzfrequenz halbiert daher den Einfluss eines Messfehlers im Wavemeter auf den Fehler der Spannungsmessung. Dazu müssen zwei Laser so geregelt werden, dass der eine Laser die Ionen kollinear anregt, während der andere sie antikollinear zur Fluoreszenz bringt. Dies kann erreicht werden, indem ein Chopper die Laserstrahlen abwechselnd unterbricht. Dadurch ist das Signal des Photomultipliers abwechselnd mit dem einen oder dem anderen Laser assoziiert. Durch ein entsprechendes Gating von handelsüblichen NIM-Diskriminatoren lassen sich daraus getrennte Regelsignale gewinnen. Außerdem wird das Problem umgangen, dass das Fluoreszenzsignal durch optisches Pumpen des anderen Lasers beeinflusst wird.

5.4.3. Alternativen zum Wavemeter

Der Fehler, der bei der Bestimmung der Laserfrequenz auftritt, trägt wesentlich zum Gesamtfehler der Spannungsmessung bei. Eine deutliche Steigerung der Genauigkeit des Wavemeters in den Bereich von $\delta f/f = 10^{-10}$ erfordert einen unverhältnismäßig großen Aufwand, wie er von G. Bönsch für ein Wavemeter der PTB beschrieben wird [Bön83]. Im Unterschied zu diesem Messgerät mit hoher Bandbreite reicht es für die Spannungsmessung jedoch aus, Laserfrequenzen zu vergleichen, die sich um weniger als 0.2 % unterscheiden.

Im Aufbau der optischen Frequenzketten im Max-Planck-Institut für Quantenoptik wird ein direkt vergleichbares Messproblem mit einer Genauigkeit von 10^{-13} gelöst [Hub98]. Dazu wird die optische Länge eines als Stehwellenresonator ausgebildeten nichtlinearen Kristalls mit einer genau bekannten Radiofrequenz moduliert [MK93]. Der auf diese Weise erzeugte "Optische Frequenzkamm" mit bekanntem Zinkenabstand wird genutzt, um die Differenzfrequenz von zwei Diodenlasern zu bestimmen. Die beiden Wellenlängen dieser Diodenlaser sind mit 850.4 nm und 848.1 nm sehr ähnlich zu den Wellenlängen, die bei der Spannungsmessung mit kollinearer Spektroskopie am Ca-Ionenstrahl auftreten. Damit wäre eine direkte Übernahme der im Max-Planck-Institut entwickelten Technik möglich.

5.4.4. Verstärkung des Fluoreszenzsignals durch Optisches Pumpen

Bei dem in Kapitel 3 vorgestellten Prototypen können nur die Ionen zur Fluoreszenz beitragen, die in der Ionenquelle durch thermische Anregung in den metastabilen Zustand $^2D_{3/2}$ gelangen. Der Anteil dieser Ionen liegt bei lediglich 0.03 % (siehe Gleichung (3.2)). Wenn es gelingt, diesen



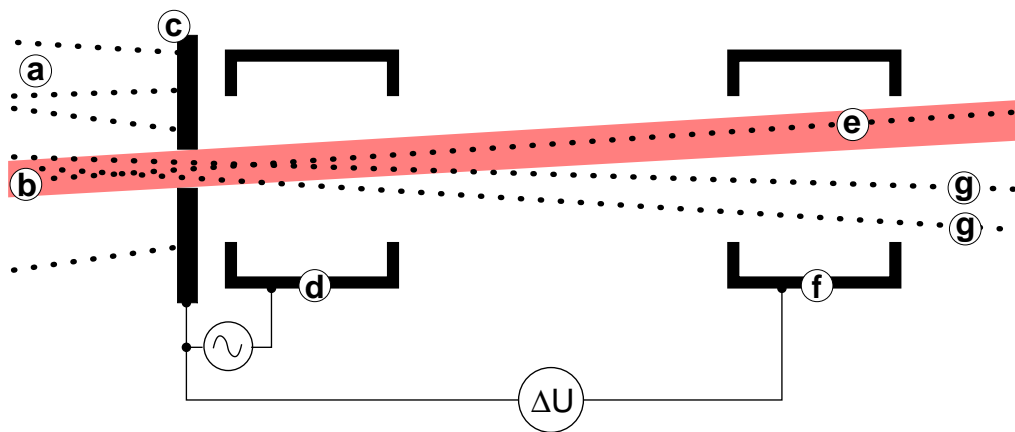


Abb. 5.2.: Spannungsmessung zwischen zwei Resonanzkammern. Beschleunigte Ionen (a) treten begrenzt durch eine Blende (c) nacheinander in zwei Resonanzkammern (d) und (f) ein, zwischen denen eine Spannung ΔU angelegt ist. Das Laserlicht (b) mit dem der Ionenstrahl überlagert ist, enthält zwei Frequenzkomponenten f_1 und f_2 , die die Ionen in den beiden Resonanzkammern anregen. Das Potential an der ersten Resonanzkammer wird zusätzlich periodisch moduliert, was zu einer Variation der Intensität des Fluoreszenzlichtes in der zweiten Resonanzkammer führt (e). Ionen, deren Bahn von der kollinearen Geometrie abweicht, verfehlen den Laserstrahl in der zweiten Resonanzkammer (g)

Anteil zu erhöhen, kann die Stärke des Fluoreszenzsignals erheblich gesteigert werden. Dies kann durch optisches Pumpen erreicht werden.

Nach einer Anregung des Übergangs $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ gelangt etwa ein Zehntel der Ionen durch einen spontanen Zerfall in einen der beiden metastabilen D-Zustände [Gal67]. Durch wiederholte Anregung kann so ein Großteil der Calcuim-Ionen in die D-Zustände gebracht werden. Für die Spannungsmessung stehen dann bei gleichem Ionenstrom bis zu drei Größenordnungen mehr Teilchen für die Fluoreszenz zur Verfügung.

Im einfachsten Fall kann die Anregung geschehen, indem der Ionenstrahl direkt am Ionisator durch Licht mit der passenden Wellenlänge beleuchtet wird. An dieser Stelle sind die Ionen noch vergleichsweise langsam, so dass auch bei einem Winkel zwischen Laserstrahl und Ionenbewegung genügend Zeit für einige Übergänge bleibt. Als Lichtquelle wäre ein Diodenlaser auf der Basis der seit kurzem erhältlichen blauen Laserdioden denkbar.

5.4.5. Spannungsmessung zwischen zwei Resonanzkammern

Neben der Verstärkung des Fluoreszenzsignals lässt sich eine Anregung vom Grundzustand ausnutzen, die Spannungsdifferenz zwischen zwei Resonanzkammern zu messen [Pou88]. Dazu muss diese Anregung ähnlich exakt kollinear und bei gut definiertem Potential erfolgen, wie die Anregung aus dem metastabilen Zustand. Mit der unterschiedlichen Dopplerverschiebung enthält die Differenz der beiden Resonanzfrequenzen eine Information über den Potentialunterschied zwischen den beiden Orten der Anregung. Bei diesem Messverfahren fällt die

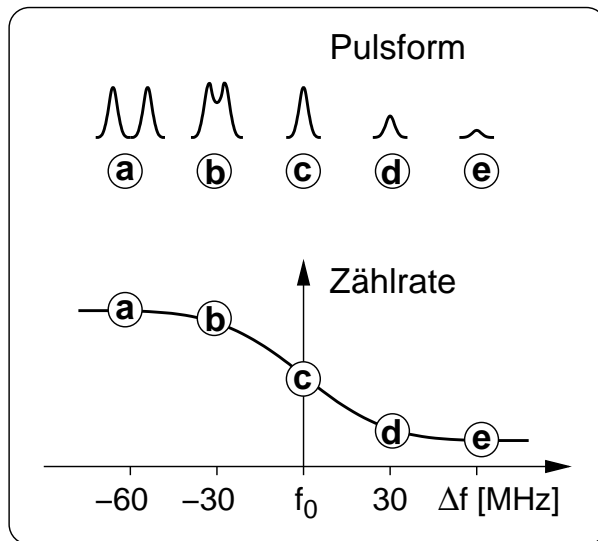


Abb. 5.3.: Messung von Wechselspannung in kollinearer Geometrie. Wenn die Frequenz des Anregungslichts deutlich niedriger ist als Frequenz f_0 , die der Spitzenspannung entspricht, dann erfolgt die Fluoreszenz in zwei getrennten Pulsen (a). Bei einer Annäherung an f_0 überlappen die Pulse (b) und verschmelzen schließlich ganz (c). Eine weitere Erhöhung lässt den Puls schrumpfen (d) und (e).

Ausgangsgeschwindigkeit der Ionen aus der Berechnung heraus und die Potentialverschiebung in der Ionenquelle geht nicht in die Messung ein. Außerdem lässt sich durch die Verwendung gleicher Materialien an den beiden Anregungskammern der Einfluss des Kontaktpotentials aufheben. Allerdings kommt als zusätzliche Größe die Frequenz des Übergangs $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ hinzu. Für dieses Licht im nahen Ultraviolett bietet sich keine vorteilhafte bekannte atomare Referenz an.

Daher ist es sinnvoll, für beide Anregungskammern den Übergang $^2D_{5/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ vom metastabilen Zustand zu verwenden. Wenn die Spannung an der ersten Resonanzkammer periodisch moduliert wird, dann kann auf eine Umlenkung zwischen den beiden Anregungskammern verzichtet werden (siehe Abb 5.2). Die Modulation der ersten Anregung macht sich in einer Modulation der Fluoreszenzintensität in der zweiten Resonanzkammer bemerkbar und kann für ein Lock-In-Verfahren genutzt werden. Zu dieser Modulation des Fluoreszenzlichtes tragen nur Ionen bei, deren Bahn in beiden Resonanzkammern mit dem Laserstrahl überlappt. Die Entfernung zwischen Blende und zweiter Resonanzkammer gewährleistet daher die Kollinearität beider Anregungen.

Die unvermeidliche Fokussierung durch elektrostatische Beschleunigung beschränkt die maximale Spannungsdifferenz, die mit dieser linearen Anordnung gemessen werden kann auf etwa ein fünftel der Strahlenergie. Wenn die Dopplerverschiebung unter einem Wert von etwa 10 GHz liegt, kann das Licht der beiden Anregungslaser auf einer Photodiode überlagert werden und mit einem Frequenzzähler direkt die Differenzfrequenz bestimmt werden. In diesem Fall wird der Einsatz des Wavemeters mit seinen zusätzlichen Messfehlern vermieden und die absolute Genauigkeit wird nur durch die Präzision begrenzt, mit der die Anregungslaser an der Mitte der optischen Resonanz der Ionen gehalten werden können. Wenn der in Kapitel 3 vorgestellte Prototyp mit einer zweiten Resonanzkammer ausgestattet wird, erhält man damit einen Messbereich bis zu 10 kV in dem der Messfehler kleiner als 0.1 V ist.

5.4.6. Messung von Wechselspannung

Mit einer leicht veränderten Technik zur Regelung des Anregungslasers lässt sich der Spitzenwert einer Wechselspannung mit gleicher Genauigkeit bestimmen wie eine Gleichspannung. Wenn an der Fluoreszenzkammer eine Wechselspannung anliegt, dann tritt die Fluoreszenz nur in dem kurzen Zeitfenster auf, in dem das zur momentanen Laserfrequenz passende Potential V_L anliegt. Wenn dieses Potential unterhalb der Spitzenspannung V_{\max} liegt, dann ist dies für jede Periode der Wechselspannung zweimal der Fall. Der zeitliche Abstand der beiden Fluoreszenz-Pulse wird kleiner, wenn sich V_L an V_{\max} annähert. Wenn die Laserfrequenz so eingestellt wird, dass die beiden Pulse zu einem einzigen verschmolzen sind, lässt sich aus der Lichtfrequenz die Spitzenspannung ablesen.

Die Menge des vom Photomultiplier während einer Periode registrierten Lichts ist proportional zum Integral der beiden Lichtpulse. Wenn man dieses Integral in Abhängigkeit von der Laserfrequenz betrachtet, dann erhält man eine verwaschene Stufenfunktion, deren größte Steigung gerade den Fall markiert, dass die beiden Pulse genau verschmolzen sind (vgl. Abb. 5.3). Die *zweite* Ableitung der Zählrate nach der Laserfrequenz mithilfe einer Lock-In-Technik ergibt daher ein zur Laserregelung nutzbares Fehlersignal.

Für die Darstellung der Pulsformen in Abb. 5.3 wurde stillschweigend vorausgesetzt, dass die Dauer des Pulses groß ist im Vergleich zu der Zeit, die sich ein Ion in der Fluoreszenzkammer aufhält. Dies ist insbesondere bei der technisch wichtigen Frequenz von 50 Hz gegeben. In diesem Fall kann die Fluoreszenz-Überhöhung vernachlässigt werden, die auftritt, wenn plötzlich die Resonanzbedingung erfüllt ist und alle Ionen, die sich momentan in der Fluoreszenzkammer befinden gleichzeitig angeregt werden.

Bei einer Beschleunigungsspannung von 50 kV und einer Linienbreite der Resonanz von 30 MHz dauert der Fluoreszenz-Puls etwa $1/500$ der Länge einer Periode. Damit ergibt sich eine im Vergleich zur Gleichspannung um drei Größenordnungen geringere Zählrate am Photomultiplier. Die Tatsache, dass die Pulse streng mit dem Maximum der Wechselspannung synchronisiert sind, lässt sich ausnutzen, um die Untergrundzählrate um einen ähnlichen Faktor zu reduzieren. Dazu werden alle Pulse verworfen, die nicht in einem engen Zeitintervall um das Maximum der Wechselspannung detektiert werden.

Im Gegensatz zu den traditionellen Methoden zur AC/DC-Wandlung geht bei dem hier skizzierten Mess-Vorschlag die genaue Kurvenform der Wechselspannung nicht in das Ergebnis ein [Mar90]. Außerdem ist die Anwesenheit einer gut bekannten Gleichspannung zum Vergleich nicht erforderlich.

5.4.7. Einsatz für Neutrinomassen-Messung

Obwohl der in Kapitel 3 beschriebene Prototyp des Voltmeters noch weit von der mit kollinearer Spektroskopie maximal erreichbaren Genauigkeit entfernt ist, eignet er sich für bestimmte Anwendungen bereits besser als ein Hochspannungsteiler. Ein konkretes Beispiel dafür ist die Neutrinomassen-Messung aus der Reaktionskinetik des β -Zerfalls, wie sie seit einigen Jahren in Mainz betrieben wird [Bon99]. Bei diesem Experiment wird versucht, durch eine genaue Analyse der kinetischen Energie der Elektronen, die beim radioaktiven Zerfall von Tritium entstehen, die Ruhemasse beim Zerfall ebenfalls entstandenen Neutrinos zu ermitteln. Letztlich wird die Gegenspannung von etwa 20 kV bestimmt, die gerade ausreicht, um alle Elektronen

des β -Zerfalls stoppen. Für diese Anwendung ist eine zuverlässige Wiederholbarkeit und eine hohe Langzeitstabilität mit Abweichungen kleiner als 0.2 V wichtig. Durch die Anbindung an den atomaren Übergang im Cäsium ist die Langzeitstabilität in idealer Weise gewährleistet. Daher eignet sich bereits der hier vorgestellte Prototyp sich zum Einsatz bei der Neutrino-Massenmessung.

6. Zusammenfassung

Für das hier beschriebene Dissertationsprojekt wurde aus der Idee, kollineare Spektroskopie an Ionen zur präzisen Bestimmung von Hochspannungen zu verwenden, ein konkretes experimentelles Konzept entwickelt und in einem Prototypen realisiert. Dabei wird die zu messende Spannung zwischen der Ionenquelle und einer Fluoreszenzkammer angelegt. Die Wahl des Übergangs $3^2D_{3/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$ im einfach positiv geladenen Calcium erlaubt mit einer Wellenlänge von 850 nm die Verwendung gut handhabbarer, kompakter Diodenlaser. Die anschließende Fluoreszenz durch spontanen Zerfall des angeregten Zustandes in den Grundzustand $4^2P_{3/2} \rightarrow 4^2S_{1/2}$ hat dagegen eine Wellenlänge von 393 nm und kann mit hoher Effizienz in einem Photomultiplier nachgewiesen werden. Ein zusätzlicher Vorteil dieser speziellen Wahl des Anregungsübergangs liegt darin, dass sich seine Frequenz nur wenig von der experimentell leicht zugängliche Resonanz der D₂-Linie im atomaren Cäsium unterscheidet. Diese Frequenz ist durch Messungen an optischen Frequenzketten mit höchster Genauigkeit bekannt. Die zur Spannungsmessung nötige Bestimmung der Dopplerverschiebung der optischen Resonanz im Ca-Ionenstrahl kann daher durch Vergleich mit dieser Cäsium-Referenz erfolgen.

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Konstruktionen wurden im Rahmen dieser Promotion entworfen und entwickelt. Wegen der speziellen Anforderungen musste bei vielen Komponenten auf eigene Entwicklungen zurückgegriffen werden.

Der Wunsch nach einem Diodenlaser, der eine geringe technische Linienbreite mit hoher passiver Stabilität und großer Verstimmbarkeit vereint, führte zur Entwicklung eines neuartigen Aufbaus. Bei diesem Konzept eines Diodenlasers mit externem Resonator erfolgt die optische Rückkopplung aus einer Kombination von Resonator und optischem Gitter. Der Aufbau dieses Lasers wird möglich durch die Verwendung eines volumenholographischen Transmissionsgitters. Der Einsatz dieses Bauteils für den Aufbau von Diodenlasern mit optischer Rückkopplung wird in dieser Dissertation erstmalig beschrieben.

Für den Ionenstrahl wurde eine Ionenquelle entwickelt, die durch Oberflächenionisation einen Ionenstrom von einigen Hundert nA zur Verfügung stellt. Sie zeichnet sich durch geringe geometrische Abmessungen und eine moderate Heizleistung aus, die es erlaubt, ohne Wasserkühlung auszukommen. Ein kommerzielles Programm zur Berechnung von elektrischen Feldern wurde um eine Bahnverfolgung und eine Benutzeroberfläche ergänzt. Dieses Simulations-System erlaubt den interaktiven Entwurf der Ionenoptik, die zunächst einen eng kollimierten Ionenstrahl formt und ihn dann elektrostatisch mit dem zu messenden Potential beschleunigt.

Ein kompaktes Wavemeter, das innerhalb von wenigen Sekunden die Frequenz des Anregungslasers mit einer Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-9}$ bestimmt, wurde auf der Basis von Lichtwellenleitern entwickelt und vorläufig getestet. Diese hohe Genauigkeit ist notwendig, um für die Spannungsmessung eine Genauigkeit im Bereich von $\delta U/U = 10^{-5}$ zu erreichen.

Mit dem Lasersystem und dem Wavemeter sind zwei Komponenten des Experiments uneinge-

schränkt einsatzbereit. Der Ionenstrahl befindet sich noch in der Erprobungsphase. Ein erstes Fluoreszenz-Signal des Ionenstrahls konnte detektiert werden. Einzige noch fehlenden Voraussetzungen für die Spannungsmessung ist die Stabilisierung des Anregungslasers auf die Mitte der Resonanz. An diesem Schritt wird momentan parallel zur vollständigen Inbetriebnahme des Ionenstrahls gearbeitet, so dass innerhalb weniger Monate ein funktionsfähiges Voltmeter realisiert sein sollte. Zu einer aussagekräftigen Spannungsmessung mit einer Genauigkeit in der Nähe von $\delta U/U = 10^{-5}$ müssen jedoch noch Eich- und Kontrollmessungen erfolgen. Ein erweitertes Messkonzept bei dem die Potentialdifferenz zwischen zwei Fluoreszenzkammern bestimmt wird, kann den dominierenden Fehlerbeitrag einer unbekannten Potential-Verschiebung in der Ionenquelle vermeiden. Mit dieser Erweiterung wird eine Genauigkeit von $\delta U/U = 10^{-6}$ realistisch.

Die grundsätzlichen Vorteile der Laserunterstützten Spannungsmesstechnik, insbesondere die Aussicht auf eine erhebliche Steigerung der Genauigkeit gegenüber einer Messung mit Hochspannungsteilern, lässt den hohen apparativen Aufwand von Lasersystem, Ionenstrahl und Wavemeter gerechtfertigt erscheinen.



Literaturverzeichnis

- [Ada79] D. Adams. *The Hitch Hikers Guide to the Galaxy*. Pan Books, London, Sydney, 1979.
- [Aud95] G. Audi, A. H. Wapstra. The 1995 update to the atomic mass evaluation. *Nuclear Physics A595*, 4:409–480, December 1995.
- [Bet97] Jochen Bettzieche. Aufbau eines auf die D₂-Linie des Cäsiums stabilisierten Diodenlasersystems. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, November 1997.
- [Bön83] G. Bönsch. Wavelength ratio of stabilized laser radiation at 3.39 μm and 0.633 μm . *Applied Optics*, 22(21):3414–3421, November 1983.
- [Bod98] Bernd Bodermann. *Untersuchung zur Realisierung eines durchstimmbaren, hochpräzisen Frequenzstandards im NIR und zur Erweiterung des Spektralbereichs mit Hilfe des $^{127}\text{I}_2$ -Moleküls*. Dissertation, Universität Hannover, 1998.
- [Bon99] J. Bonn, L. Bornschein, B. Degen, E. W. Otten, C. Weinheimer. A high resolution electrostatic time-of-flight spectrometer with adiabatic magnetic collimation. *Nuclear Instruments and Methods A*, 421:256–265, 1999.
- [Dah87] B. Dahmani, L. Hollberg, R. Drullinger. Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback. *Optics Letters*, 12(11):876–878, November 1987.
- [Dav74] D. E. N. Davies, S. Kingsley. Method of phase modulating signals in optical fibers. *Electronics Letters*, 19:21–22, 1974.
- [Ewa99] Guido Ewald. Aufbau eines optisch stabilisierten Diodenlasers mit volumenholographischem Transmissionsgitter. Staatsexamensarbeit, Universität Mainz, Juli 1999.
- [Gal67] A. Gallagher. Oscillator Strengths of Ca II, Sr II, and Ba II. *Physical Review*, 157(1):24–30, May 1967.
- [Gam88] W. A. Gambling, S. B. Poole. *Optical Fibers for Sensors*, volume 1, pages 248–284. Artech House, 1988.
- [Göb97] E. O. Göbel. Quantennormale im SI-Einheitensystem. *Physikalische Blätter*, 53(3):217–223, 1997.
- [Gro83] J. Großer. *Einführung in die Teilchenoptik*. Teubner, Stuttgart, 1983.

- [Hem94] A. Hemmerich, C. Zimmermann, T. W. Hänsch. Compact source of coherent blue light. *Applied Optics*, 33(6):988–991, February 1994.
- [Hub98] A. Huber, T. Udem, B. Gross, J. Reichert, M. Kourogi, K. Pachucki, M. Weitz, T. W. Hänsch. Hydrogen-Deuterium 1S-2S Isotope Shift and the Structure of the Deuteron. *Physical Review Letters*, 80(3):468–471, January 1998.
- [Jin93] J. Jin, D. A. Church. Precision Lifetimes for the Ca^+ $4p^2P$ levels: Experiment Challenges Theory at the 1% Level. *Physical Review Letters*, 70(21):3213–3216, May 1993.
- [Kap96] Stephan Kappertz. Aufbau eines frequenzstabilisierten Diodenlasers zum Kühlen und Speichern von Cäsium-Atomen. Diplomarbeit, Universität Mainz, 1996.
- [Kau76] S. L. Kaufman. High-Resolution Laser Spectroscopy in Fast Beams. *Optics Communications*, 17(3):309–312, June 1976.
- [Kin83] D. H. Kind, W. Lucas, D. Peier, B. Schulz. Measurement of high voltages by means of electron speed filtering. *IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement*, 32(8), March 1983.
- [Kir81] R. Kirchner. Progress in ion source development for on-line separators. *Nuclear Instruments and Methods*, 186:275–293, 1981.
- [Kir89] R. Kirchner. On the thermoionization in hot cavities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 292:203–208, 1989.
- [Koh86] F. Kohlrausch. *Praktische Physik*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1986. ISBN 3-519-13000-9.
- [Kos91] V. Kose, F. Melchert. *Quantenmaße in der elektrischen Messtechnik*. VCH Weinheim, 1991.
- [Koz94] W. J. Kozlovsky, W. P. Risk, W. Lenth, B. G. Kim, G. L. Bona, H. Jaeckel, D. J. Webb. Blue light generation by resonator-enhanced frequency doubling of an extended-cavity diode laser. *Applied Physics Letters*, 65(5):525–527, August 1994.
- [Lan29] I. Langmuir, K. H. Kingdon. Contact potential measurements with adsorbed films. *Physical Review*, 34:129–135, July 1929.
- [Lap70] P. M. Lapostolle, A. L. Septier. *Linear accelerators*. North Holland Publications, 1970.
- [Las98] Michael Laschek. *Kontinuierlich weit abstimmbare Laserdioden mit externem Resonator*. Dissertation, Universität Hannover, 1998.
- [Lat95] Rod Latham. *High voltage vacuum insulation*. Academic Press, 1995.
- [Len88] Heidi Lenz. *Anwendung der kollinearen Laserspektroskopie auf metrologische Fragestellungen*. Dissertation, Universität Mainz, 1988.

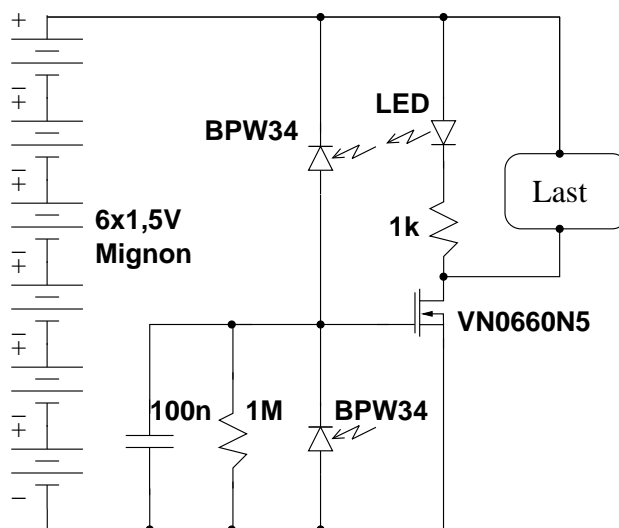


- [Lid99] D. E. Lide, editor. *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, 1999.
- [Lit78] M. G. Littman. Single-mode operation of grazing-incidence pulsed dye laser. *Optics Letters*, 3(4):138–140, October 1978.
- [Luc90] Wolfgang Lucas. *Untersuchungen zur Eignung supraleitender Hohlraumresonatoren als Geschwindigkeitsfilter für durch Hochspannung beschleunigte Elektronenstrahlen*. Dissertation, TU Braunschweig, 1990.
- [Mar86] R. Marx, K. Schon. Internationale Vergleichsmessung an einem Gleichspannungsteiler bis 100 kV. *PTB-Mitteilungen*, 96:165–168, März 1986.
- [Mar90] R. Marx, R. Zirpel. Präzisionsmesseinrichtungen zur Messung hoher Wechsel- und Gleichspannungen. *PTB-Mitteilungen*, 100:119–123, 1990.
- [MK93] M. Ohtsu, M. Kourogi, K. Nakagawa. Wide-span optical frequency comb generator for accurate optical frequency difference measurement. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29:2693–2701, 1993.
- [Mon81] J.-P. Monchalin, M. J. Kelly, J. E. Thomas, N. A. Kurnit, A. Szöke, F. Zernike, P. H. Lee, A. Javan. Accurate laser wavelength measurement with a precision scanning Michelson interferometer. *Applied Optics*, 20(5):736–757, March 1981.
- [Neu87] R. Neugart. *Collinear Fast-Beam Laser Spectroscopy*, volume D, chapter 2, pages 75–126. Plenum Press, 1987.
- [Owe67] J. C. Owens. Optical refractive index of air. *Applied Optics*, 6:51, 1967.
- [Pap96] Eduard Papp. Aufbau eines frequenzverdoppelten Diodenlasersystems zur Spektroskopie von Strontium. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996.
- [Pet97] O. Peterson, G. J. FitzPatrick, E. D. Simmon. An Active High Voltage Divider with 20μ V/V Uncertainty. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 46(2):430–434, April 1997.
- [Pie40] J. R. Pierce. Rectilinear Electron Flow in Beams. *Journal of Applied Physics*, 11:548–554, August 1940.
- [Pou82] O. Poulsen. Velocity and high-voltage measurements using resonant collinear, fast-beam/laser interactions. *Nuclear Instruments and Methods*, 202:503–509, April 1982.
- [Pou88] O. Poulsen, E. Riis. Absolute Determination of High Voltages Using Fast-Beam Laser Velocimetry. *Metrologia*, 25:147–153, April 1988.
- [Sch58] A. L. Schawlow, C. H. Townes. Infrared and Optical Masers. *Physical Review*, 112(6):1940–1949, December 1958.
- [Sch94] O. Schmidt, K.-M. Knaak, R. Wynands, D. Meschede. Cesium saturation spectroscopy revisited: How to reverse peaks and observe narrow resonances. *Applied Physics B*, 59:167–178, 1994.

- [Sch97] H. Schütte. *Der Einfluss des Entwicklungsprozesses auf die Eigenschaften von Hologrammen in Dichromatgelatine*. Shaker-Verlag, 1997.
- [Sch98] Anne Schnitzler. Aufbau einer akustischen Falle. Staatsexamensarbeit, Universität Mainz, August 1998.
- [Sie86] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, 1986.
- [Sny90] J. J. Snyder, T. W. Hänsch. *Laser Wavemeters*, volume 1, chapter 6, pages 201–234. Springer, third enlarged and revised edition, 1990.
- [Ude97a] Thomas Udem. *Phasenkohärente optische Frequenzmessungen am Wasserstoffatom. Bestimmung der Rydberg-Konstanten und der 1S Lamp-Verschiebung*. Dissertation, Universität München, August 1997.
- [Ude97b] T. Udem, A. Huber, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, T. W. Hänsch. Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain. *Physical Review Letters*, 79(14):2646–2649, October 1997.
- [Wic97] Burkhard Wiche. Aufbau der Ansteuerung und Stabilisierung eines Diodenlasersystems. Diplomarbeit, Universität Mainz, 1997.
- [Wie91] C. E. Wieman, L. Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Review of Scientific Instruments*, 62(1):1–20, January 1991.
- [Zim90] Klaus Zimmer. Konzeption, Aufbau und Test der Ionenoptik des RISIKO-Massenseparators. Diplomarbeit, Universität Mainz, 1990.
- [Zim95] Klaus Zimmer. *Bestimmung von ^{89}Sr und ^{90}Sr mit Resonanz-Ionisations-Spektroskopie in kollinearer Geometrie*. Dissertation, Universität Mainz, 1995.

A. Schaltpläne

A.1. Berührungsloser Schalter im Vakuum



Die Leuchtdiode so montieren, daß sie die gegenüberliegende Photodiode beleuchtet.

6x 1,5 V Mignon Zelle
1x 0,1 μ F Kondensator
1x 1 MOhm
2x Photodiode BPW 34
1x Leuchtdiode (Niederspannung)
1x 1 kOhm
1x N-MosFET VN0660

Funktionsweise

Im ausgeschalteten Zustand ist der Mosfet gesperrt. Es fällt keine Spannung über der Last ab und die LED ist dunkel. Wenn nun (mit einem Laserpointer) die obere Photodiode deutlich stärker beleuchtet wird als die untere, dann lädt sich der Kondensator auf und es liegt eine Spannung am Gate des FET an. Durch den nun geöffneten FET fällt die Batterie-Spannung an der Last ab, und die LED beleuchtet die obere Photodiode. Dadurch bleibt die Schaltung eingeschaltet nachdem der Laserpointer die Photodiode nicht mehr trifft.

Belichtung der unteren Photodiode mit dem Laserpointer entlädt den Kondensator. Der FET sperrt, und die Leuchtdiode wird dunkel. Der 1M-Widerstand stellt sicher, dass die Schaltung nicht bei leicht unterschiedlicher Beleuchtung der Photodioden von selbst in den eingeschalteten Zustand gelangt.

An jedem Op-Amp:

2 +15V Drossel 100µF 1µF 2
Masse
3 flächen- 100µF 1µF 3
deckend
1 -15V Drossel 1µF 1
Lemo-3fach Drossel

R21, R24, R31, R33, C4 und C5 gesockelt.
P1 und P2 Cermet-Trimmer
Gehäuse: Aludruckguß

Lockotronik (Version 2.0) <25.5.2000>----<(kmk)>

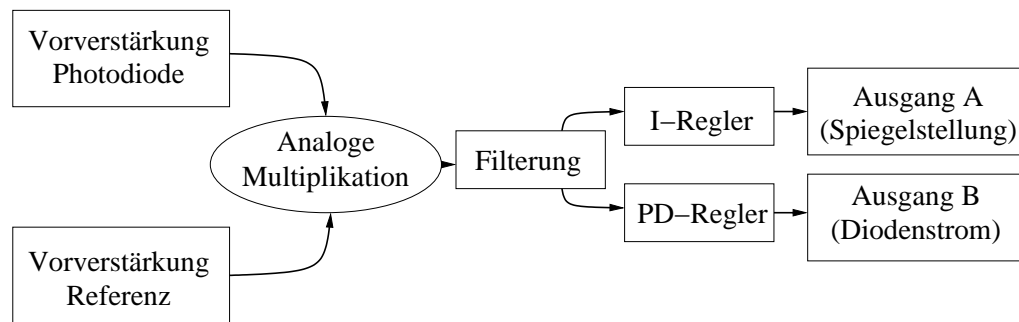


Abb. A.1.: Funktions-Skizze der Lockotronik. Das Photodioden-Signal wird nach Vorverstärkung mit dem Referenzsignal multipliziert. Der schnell variierende Anteil des Produktes wird durch ein LC-Filter unterdrückt. Das verbleibende Fehlersignal enthält die Information über die Phasenlage von Photodiodensignal und Referenz. Ein Integrator leitet daraus die Spannung für das Piezoelement am Rückkoppelspiegel des Diodenlasers ab. Ein Differentiator regelt mit höherer Grenzfrequenz den Strom der Laserdiode.

... und dann waren da noch

Eduard Papp, der in Heidelberg infrarotes Licht in blaues verwandelte. (Papplaser)

Dirk Dubbers, dem das LUST-Experiment seinen Umzug nach Mainz verdankt.

Jochen Bettzieche, der das Mainzer Exil für den Aufbau der ersten Diodenlaser mit volumenholographischen Gitters nutzte. (Bettlaser)

Anne Schnitzler, die Stahlkugeln das Schweben lehrte und Guido zu LUST verschleppte.

Guido Ewald, dessen Initialen nicht ganz zufällig mit den ersten Buchstaben des GECDL übereinstimmen. (Waldlaser)

Engelbert Wystrach, der die Probleme der ersten Version der Ionenquelle ertragen hat.

Gustavo Chrisjua, der spanische U-Boot-Bauer.

Sandra Marg, die endlich Ordnung in die Literatur-Sammlung brachte.

Nikita Kotovski, der personifizierte Knowhow-Transfer aus Dubna und King of the Cathode.

Stefan Götte, der den Prototypen zur vollen Funktion reifen lassen wird.

Christopher Geppert, der den wichtigen Vergleich mit Simion machte.

Richard Kreckel, der Mainzer Linux-Zauberer.

Michael Laschek im Laserzentrum Hannover und **Andreas Wicht** im Hannoveraner Institut für Atomphysik, die das für Laserentwicklungen lebenswichtige Vitamin B beisteuerten.

Haisheng Rong mit der Anregung doch einmal volumenholographische Gitter zu erkunden.

Jochen Schulat vom Lehrgebiet Hochtemperaturdynamik der RWTH Aachen, der die holographischen Gitter herstellte.

Reinhard Kirchner, der bei der Durchsicht eines ersten Entwurfes der Ionenquelle auf einen Blick erkannte, dass die Calciumverdampfung eher Kühlung als Heizung benötigt und gleich das Konstruktionsprinzip der Luftkühlung zur Hand hatte.

Heidi Lenz-Strauch, aus deren prähistorischen Anlauf zum Aufbau einer spektroskopischen Spannungsmessung einige grundsätzliche Lehren gezogen wurden.

Die lokalen Dienstältesten: In Heidelberg **Herr Kowalski** und in Mainz **Klaus Wendt**

Die Werkstätten:

- In Heidelberg — **Herr Stahl** (Ionenquelle), Glasbläser (Glasglocke), **Herr von Walter** und **Herr Rusniak** (Elektronik).
- In der GSI — vermittelt durch **Wolfgang Enders** (Stabiler Unterbau) und **Axel Bardonner** (Zuverlässiges Vakuum).
- In Mainz — Die **Becker-Wirtschaft** (Wavemeter), die **Grüne Hölle** (viele besonders genaue Teile), die **Wagner-Wirtschaft** mit der neuen CAD-Drehmaschine, **Herr Wolf** (Schutzheiliger der Experimentatorenwerkstatt), **Stefan** der Drachenflieger und **Herr Höltke** der analoge Elektronik-Zauberer.

Ernst Otten, der weise, letzte König der EXAKT.

Heinz Jürgen Kluge, dessen Projekte sich kennzeichnen durch “Nicht kleckern, sondern klugen” und den Faktor Π^2 , der hier aus gegebenem Anlass groß geschrieben ist.